ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU MERCREDI 3 NOVEMBRE 1937.

PRÉSIDENCE DE M. EMMANUEL LECLAINCHE.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

AVIATION. — *La recherche des avions perdus en mer.* Note de M. **Georges Claude**.

Après la disparition de Mme Amelia Earhardt, la triste fin de *l'Antarès* sur la côte marocaine me donne malheureusement une nouvelle occasion, cette fois en dehors du cas des avions transatlantiques, de souligner l'intérêt du procédé de signalisation et de recherche des avions perdus en mer ou amerris dont j'ai indiqué le principe [1].

On a vu, en effet, par les journaux de ce matin, que ce n'est qu'après six jours de vaines recherches et d'alternatives douloureuses que la découverte au voisinage de la côte d'un sac postal flottant et de débris divers a apporté la certitude d'une catastrophe.

Il est bien évident que l'application du procédé en question aurait donné dans ce cas, qui peut être, au Maroc, au Brésil et ailleurs, celui de beaucoup de lignes côtières, des renseignements immédiats. Il faut donc espérer que la Société *Air France* et que le Ministère de l'Air, qui s'intéresse aussi à la question, résoudront rapidement les problèmes d'adaptation aux avions qui permettront de passer à la pratique.

Je dois dire à ce propos que, sur ma demande, des techniciens ont étudié et réalisé le pastillage assez délicat de la poudre de fluorescéine en pastilles de $0^g,2$, ce qui facilitera beaucoup la charge des milliers de joncs dont il faudra doter chaque appareil.

---

[1] *Comptes rendus*, 204, 1937, p. 1291.

ÉLECTROTECHNIQUE. — *Sur le coefficient de self-inductance d'un solénoïde.* Note de M. **Robert Esnault-Pelterie.**

Considérant un solénoïde indéfini de diamètre D et de pas uniforme, la self-inductance d'une portion de longueur B de ce solénoïde est représentée par l'expression connue

$$L_{\text{lim}} = \frac{\pi^2 D^2 n^2}{B}, \tag{1}$$

n étant le nombre de spires qu'elle porte.

Si un semblable tronçon est isolé dans l'espace, on peut représenter sa self-inductance par

$$L = k L_{\text{lim}}, \tag{2}$$

k étant un coefficient sans dimensions inférieur à l'unité et uniquement fonction du coefficient de forme D/B du solénoïde; les physiciens japonais Nagaoka et Sakuraï ont pu calculer la valeur de ce coefficient par les fonctions elliptiques en partant de la formule de Lorenz.

Posons

$$\frac{1}{k} = 1 + \lambda; \tag{3}$$

des considérations sur la réluctance du circuit magnétique complet suggèrent que λ figure en quelque sorte *un excès relatif de réluctance* dû à ce que, dans le cas d'un solénoïde fini, on doit considérer une réluctance extérieure qui n'existe pas dans le cas d'un solénoïde indéfini.

Le coefficient k étant, comme il a été dit, uniquement fonction du coefficient de forme D/B du solénoïde, il en est de même de λ, et j'ai tiré la valeur de ce dernier de la table $k = f(D/B)$ des savants japonais.

Je me suis alors aperçu que λ est à peu près proportionnel à D/B de telle sorte qu'en posant

$$\chi = \frac{\lambda}{\frac{D}{B}} = \text{const.},$$

on peut écrire

$$L_{\text{réel}} = L_{\text{lim}} \frac{1}{1 + \chi\left(\frac{D}{B}\right)}. \tag{4}$$

En prenant $\chi = 0,452$, les valeurs données par cette formule suivent celles de Nagaoka et Sakuraï avec une précision de ± 3 pour 100 et, pour un allongement infini, on a bien

$$L_{\text{réel}} = L_{\text{lim}}.$$

Ayant tracé la courbe de mon coefficient χ en fonction des valeurs exactes du coefficient k des savants japonais, il était facile de voir qu'en le remplaçant par une fonction linéaire de D/B convenablement choisie, la précision pouvait être plus que quintuplée, mais alors le dénominateur de k devenait du second degré en D/B, et la formule perdait l'avantage de sa simplicité; j'ai donc cherché mieux.

Si, conservant la première forme, on écrit

$$k = \frac{1}{a + b\left(\frac{D}{B}\right)} \quad (5)$$

[1],

et qu'on pose

$$a = 0,9949, \qquad b = 0,4572,$$

---

[1] Il est bien entendu qu'on a déjà proposé des expressions du genre de

$$L = \frac{n^2 a^2}{\alpha a + \beta b + \gamma c},$$

où a est le rayon moyen de la bobine, b sa longueur, c son épaisseur et n le nombre de tours de fil.

Une formule de ce type est celle de J. Perry

$$L = \frac{n^2 a^2}{18,44a + 35b + 31c} \cdot 10^{-6} \text{ henrys};$$

elle suppose les rapports b/a et c/a très petits.

Si l'on y fait $c = 0$, elle devient

$$L = \frac{\pi^2 D^2 n^2}{B} \frac{1}{1,382 + 0,3640\left(\frac{D}{B}\right)},$$

qui est bien de la forme à laquelle j'ai été conduit, mais donne alors des résultats tout à fait inacceptables.

les valeurs obtenues sont

$\frac{D}{B}$	$k_{calc.}$	$k_{N et S}$.	Erreur en millièmes.
0,20	0,920522	0,920093	+0,466
0,50	0,817327	0,818136	−0,989
0,70	0,760491	0,760885	−0,518
1,00	0,688658	0,688423	+0,341
1,25	0,638407	0,638094	+0,491
1,50	0,594990	0,595045	−0,093

On voit qu'elles suivent celles de Nagaoka et Sakuraï avec une erreur presque constamment inférieure au demi-millième.

Il y a là un résultat qui m'a paru digne d'être signalé, parce qu'en pratique j'ai trouvé l'usage de cette formule préférable sous tous les rapports à celui d'une table ou d'un diagramme.

En résumé, je propose les formules suivantes pour le calcul de la self-inductance d'un solénoïde de longueur finie :

Approximation ($\pm$ 3 pour 100) :

$$L_{réel} = \frac{\pi^2 D^2 n^2}{B} \frac{1}{1 + \chi\left(\frac{D}{B}\right)} = \frac{\pi^2 n^2 D}{\left(\frac{B}{D}\right) + \chi} \tag{6}$$

avec

$$\chi = 0,452;$$

Approximation ($\pm$ 0,1 pour 100) :

$$L_{réel} = \frac{\pi^2 D^2 n^2}{B} \frac{1}{a + b\left(\frac{D}{B}\right)} = \frac{\pi^2 n^2 D}{a\left(\frac{B}{D}\right) + b} \tag{7}$$

avec

$$a = 0,9949, \quad b = 0,4572.$$

Les considérations qui m'ont conduit à ces formules étaient assez approximatives en ce qui concerne un solénoïde; elles semblent devoir s'appliquer bien mieux à une bobine avec noyau magnétique, où l'on ne commet certainement qu'une faible erreur sur la valeur de la réluctance totale en supposant que la totalité du flux traverse tout le noyau.

On a depuis longtemps indiqué la valeur de la réluctance externe d'une bobine à noyau de fer terminé par deux demi-sphères [2]; elle est théori-

[2] EVERSHED, *La Lumière électrique*, **40**, n° 25, 1891, p. 570.

quement, à peu près égale à

$$\mathcal{R}_{\text{ext}} = \frac{1}{\pi D}. \tag{8}$$

L'auteur indique que, « pour tenir compte du fait qu'une partie du flux est dérivée au travers de l'enroulement, il faut intégrer sur les trois quarts seulement de la sphère » qui termine le noyau, ce qui donne, en pratique,

$$\mathcal{R}_{\text{ext}} = \frac{4}{3\pi D}; \tag{9}$$

appelant B la longueur moyenne du noyau, la réluctance totale aura alors pour expression

$$\mathcal{R} = \frac{4B}{\pi D^2 \mu} + \frac{4}{3\pi D} = \frac{4B}{\pi D^2}\left(\frac{1}{\mu} + \frac{1}{3}\frac{D}{B}\right), \tag{10}$$

ce qui revient à écrire la self

$$L = \frac{\pi^2 D^2 n^2}{B} \frac{1}{\left(\frac{1}{\mu} + \frac{1}{3}\frac{D}{B}\right)}. \tag{11}$$

Il semble à première vue paradoxal que le coefficient $1/3$ d'Evershed soit plus petit que celui $\chi = 0,452$ auquel j'ai abouti pour un soénoïde; cela tient certainement à l'hypothèse des extrémités sphériques, qui augmente la section totale de pénétration dans l'espace ambiant et en diminue conséquemment la réluctance.

Il semble qu'il y aurait intérêt à rechercher si une valeur convenable dudit coefficient ne donnerait pas à la formule (11) une précision très satisfaisante, au moins pour les enroulements peu épais.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur une nouvelle catégorie d'équations où figurent des valeurs principales d'intégrales.* Note de M. **Georges Giraud**.

1. Soit $\mathcal{V}$ une variété close à m dimensions, plongée dans un espace euclidien; on suppose que $\mathcal{V}$ est recouvert par un nombre fini de domaines (ouverts), dans chacun desquels les coordonnées d'un point courant sont fonctions continues et deux fois continûment dérivables de m d'entre elles; de plus $\mathcal{V}$ n'a aucun point multiple. Soient $2R$ la longueur de la plus grande corde de $\mathcal{V}$ et dV l'élément euclidien de $\mathcal{V}$. Nous désignons respec-

tivement par $L(X, Y)$, par $l(X, Y; A)$ et par $l(X, Y; A, B)$ les distances entre deux points X et Y, entre un segment rectiligne XY et un point A, et entre deux segments rectilignes XY et AB. Nos valeurs principales d'intégrales étendues à des parties de $\mathcal{V}$, s'obtiendront en excluant de $\mathcal{V}$ des régions telles que $L(X, A) < \eta$, où A est le point d'intégration et η est un infiniment petit.

Soient $\omega(t)$ et $h(t)$ deux fonctions croissantes de la variable positive t; on suppose que $\omega(t)/t$ est sommable dans le champ $0 < t < 1$ (donc dans tout intervalle) et que $h(t)$ est infiniment petit avec t. La fonction $F(X, \Xi)$ donnée de deux points de $\mathcal{V}$, remplit, par hypothèse, les conditions suivantes, où η et ρ sont des variables positives ($\eta < \rho$) et les Q_n sont des constantes positives :

$$|F(X, \Xi)| < Q_1 L^{-m}(X, \Xi) \log^{-1} \frac{4R}{L(X, \Xi)}, \tag{1}$$

$$|F(X, \Xi) - F(Y, \Xi)| < \frac{Q_2}{l^m(X, Y; \Xi)}\, \omega\left[\frac{L(X, Y)}{l(X, Y; \Xi)}\right], \tag{2}$$

$$|F(X, \Xi) - F(X, \Upsilon)| < \frac{Q_3}{l^m(\Xi, \Upsilon; X)}\, \omega\left[\frac{L(\Xi, \Upsilon)}{l(\Xi, \Upsilon; X)}\right], \tag{3}$$

$$\begin{aligned} &|F(X, \Xi) - F(Y, \Xi) - F(X, \Upsilon) + F(Y, \Upsilon)| \\ &\quad < \frac{Q_4}{l^m(X, Y; \Xi, \Upsilon)}\, \omega\left[\frac{L(X, Y)}{l(X, Y; \Xi, \Upsilon)}\right] \omega\left[\frac{L(\Xi, \Upsilon)}{l(X, Y; \Xi, \Upsilon)}\right] \log \frac{4R}{l(X, Y; \Xi, \Upsilon)}, \end{aligned} \tag{4}$$

$$\left| \int_{\eta < L(X, A) < \rho}^{(m)} F(X, A)\, dV_A \right| < Q_5\, h(\rho), \tag{5}$$

$$\left| \int_{\eta < L(\Xi, A) < \rho}^{(m)} F(A, \Xi)\, dV_A \right| < Q_6\, h(\rho), \tag{6}$$

$$\left| \int_{L(X, A) < \rho}^{(m)} [F(X, A) - F(Y, A)]\, dV_A \right| < Q_7\, \omega\left[\frac{L(X, Y)}{\rho}\right] h(\rho) \log \frac{4R}{\rho} \qquad [2L(X, Y) < \rho], \tag{7}$$

$$\left| \int_{L(\Xi, A) < \rho}^{(m)} [F(A, \Xi) - F(A, \Upsilon)]\, dV_A \right| < Q_8\, \omega\left[\frac{L(\Xi, \Upsilon)}{\rho}\right] h(\rho) \log \frac{4R}{\rho} \qquad [2L(\Xi, \Upsilon) < \rho]; \tag{8}$$

dans (7), dans (8) et dans la suite, les intégrales sont prises en valeurs principales; ces valeurs existent, d'après (5) et (6).

Comme on peut toujours remplacer ω et h par des fonctions plus grandes, nous ne diminuons pas la généralité de F en admettant qu'il existe des nombres positifs μ, ν et σ ($\mu > \nu$ et $\mu > 1 > \sigma$), tels que $\omega(t) \log^{\mu}(2/t)$ soit décroissant et $\omega(t) \log^{\nu}(2/t)$ croissant dans le champ $0 < t < 1$, que $h(t) t^{-\sigma}$ soit décroissant et qu'on ait, pour $0 < t < 2R$, $h(t) \log(4R/t) > 1$.

Si alors $K(X, \Xi)$ *remplit aussi des conditions de ce type, avec les mêmes fonctions* ω *et* h, *la fonction*

$$\int_{\mathcal{V}}^{(m)} K(X, A) F(A, \Xi)\, dV_A$$

remplit aussi de telles conditions, avec les mêmes fonctions ω *et* h. *En outre on a*

$$\int_{\mathcal{V}}^{(m)} K(X, A) \int_{\mathcal{V}}^{(m)} F(A, B)\, dV_B\, dV_A = \int_{\mathcal{V}}^{(m)} \int_{\mathcal{V}}^{(m)} K(X, A) F(A, B)\, dV_A\, dV_B,$$

c'est-à-dire qu'il est licite de changer l'ordre des intégrations.

2. Considérons alors l'équation intégrale en u,

$$u(X) - \lambda \int_{\mathcal{V}}^{(m)} F(X, A)\, u(A)\, dV_A = f(X), \tag{9}$$

où la fonction donnée f remplit une condition de Dini

$$|f(X) - f(Y)| < Q\omega\left[\frac{L(X, Y)}{2R}\right],$$

et l'inconnue u doit en remplir une autre, ce qui entraîne l'existence de l'intégrale principale. *Si* $|\lambda|$ *est assez petit, cette équation est satisfaite par une fonction* u *et une seule.*

3. Si, dans les conditions (1) à (6), les fonctions ω et h remplissent certaines conditions nouvelles, les conditions (7) et (8) peuvent être modifiées ou supprimées sans que l'équation (9) cesse d'avoir la propriété énoncée. Bien plus, si

$$\frac{\omega(t)}{t} \log\frac{1}{t} \quad \text{et} \quad \frac{h(t)}{t}$$

sont sommables dans tout intervalle, non seulement les conditions (7) et (8) peuvent être supprimées, mais l'équation (9) admet un noyau résolvant $N(X, \Xi; \lambda)$, méromorphe par rapport à λ dans tout le plan complexe, avec des pôles indépendants de X et de Ξ. Quand λ n'est pas un pôle, ce noyau N remplit des conditions des types (1) à (8), où toutefois $\omega(x)$ et $h(x)$ sont remplacés respectivement par des fonctions $\omega^*(x)$ et $h^*(x)$, qui peuvent être données pourvu qu'elles remplissent les conditions énoncées au paragraphe 1, et que leurs quotients respectifs par

$$\int_0^x \frac{\omega(t)}{t}\, dt \quad \text{et} \quad \log^{-1}\frac{4R}{x}$$

soient décroissants et non bornés. Ce noyau satisfait aux identités

$$N(X, \Xi; \lambda) + F(X, \Xi) = \lambda \int_{\mathcal{V}}^{(m)} F(X, A) N(A, \Xi; \lambda) dV_A$$
$$= \lambda \int_{\mathcal{V}}^{(m)} N(X, A; \lambda) F(A, \Xi) dV_A,$$

et l'on peut reproduire pour N les raisonnements classiques de Goursat. Par conséquent *on peut énoncer pour* (9) *et pour l'équation homogène associée*

$$\varphi(\Xi) - \lambda \int_{\mathcal{V}}^{(m)} F(A, \Xi) \varphi(A) dV_A = 0 \tag{10}$$

des propositions toutes pareilles aux théorèmes fondamentaux de Fredholm, pourvu que f remplisse une condition de Dini.

Les hypothèses relatives à $\mathcal{V}$ peuvent être élargies. Notamment il n'est pas nécessaire que $\mathcal{V}$ soit plongé dans un espace euclidien.

PHYSIQUE CRISTALLINE. — *Essai de classification des raies Raman d'un cristal de quartz.* Note de MM. **Jean Cabannes** et **Charles Bouhet.**

I. Le champ électrique (U, V, W) d'une onde lumineuse monochromatique induit dans une molécule oscillante, dont le mouvement est défini par la coordonnée normale q, le moment

$$\left\{\begin{aligned} P &= (A + \varepsilon_{11} q) U + \varepsilon_{12} q V + \varepsilon_{13} q W, \\ Q &= \varepsilon_{21} q U + (B + \varepsilon_{22} q) V + \varepsilon_{23} q W, \\ R &= \varepsilon_{31} q U + \varepsilon_{32} q V + (C + \varepsilon_{33} q) W. \end{aligned}\right. \tag{1}$$

De l'étude du tenseur (1) *supposé symétrique* et de celle de l'ellipsoïde associé découlent immédiatement, comme on le sait, les règles de sélection et de polarisation de la raie Raman correspondante [1].

Considérons ici le cas d'une molécule à axe ternaire. Orientons cet axe parallèlement à W. Les oscillations symétriques sont caractérisées par les

[1] J. Cabannes, *Annales de Physique*, **18**, 1932, p. 285. L'hypothèse d'un tenseur *symétrique* permet une représentation cinématique claire des phénomènes par les changements que subit l'ellipsoïde associé, mais elle n'est pas nécessaire. Elle n'est d'ailleurs pas applicable en toute rigueur au cas du quartz.

égalités $\varepsilon_{11} = \varepsilon_{22}$ et $\varepsilon_{ij} = 0$ $(i \neq j)$; l'ellipsoïde des réfractivités reste évidemment de révolution autour de l'axe ternaire.

L'étude des oscillations dégénérées est plus difficile. *On peut prévoir théoriquement, dans une molécule à axe ternaire, deux types d'oscillations cyclophasiques.* Lorsqu'en effet nous faisons tourner la molécule oscillante de $4\pi/3$ autour de l'axe ternaire dans le sens convenable, cette opération équivaut à avancer de $4\pi/3$ la phase de l'oscillation. Mais, en ce qui concerne les propriétés optiques, il y a deux moyens de satisfaire à cette condition de symétrie : soit en faisant tourner l'ellipsoïde de $4\pi/3$ dans le même sens que la molécule, soit en le faisant tourner d'un angle moitié en sens inverse. D'où les deux types d'oscillations possibles :

1° La période de rotation de l'ellipsoïde est égale à celle de l'oscillation cyclophasique de la molécule; dans ce cas $\varepsilon_{12} = 0$ et $\varepsilon_{11} = \varepsilon_{22} = \varepsilon_{33} = 0$. L'ellipsoïde ne se déforme pas et son axe de révolution tourne autour de l'axe ternaire de la molécule au repos.

2° La période de rotation de l'ellipsoïde est double de celle de l'oscillation moléculaire; dans ce cas $\varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} = \varepsilon_{33} = 0$ et $\varepsilon_{13} = \varepsilon_{23} = 0$. L'axe principal de l'ellipsoïde qui, dans la molécule au repos, est dirigé suivant l'axe ternaire conserve sa grandeur et sa direction, et l'ellipsoïde, après avoir été déformé sans changement de la réfractivité moyenne, tourne autour de cet axe.

Ces règles posées, on prévoit facilement l'état de polarisation des raies Raman d'une molécule M à axe ternaire dans les trois cas suivants :

1° L'axe de la molécule est dirigé suivant Mz; on envoie dans la direction Mx un faisceau de lumière *naturelle* et l'observateur se place en y.

2° L'axe de la molécule est couché sur Mx; on envoie suivant cet axe un faisceau de lumière *naturelle* et l'observateur reste en y.

3° L'axe de la molécule reste dirigé suivant Mx; on envoie suivant cet axe un faisceau de lumière *circulaire* et l'observateur se place en x.

Nos conclusions théoriques sont groupées dans le tableau ci-après où ρ désigne, suivant l'usage, le facteur de dépolarisation de la lumière diffusée latéralement.

	Oscillations symétriques.	Dégénérées (1er type).	Dégénérées (2e type).
Premier cas.....	$\rho = 0$	$\rho = 1$	$\rho = \infty$
Deuxième cas....	$\rho = 0$	$\rho = \infty$	$\rho = 0$
Troisième cas....	Circulaire directe	Intensité nulle	Circulaire inverse

II. En utilisant les propriétés de l'isomorphisme entre les groupes de

recouvrement des réseaux cristallins et les groupes de symétrie d'un système fini de points [2], nous pouvons appliquer à un cristal de quartz les résultats obtenus avec une molécule du groupe D_3. Le dénombrement des oscillations fondamentales du cristal devient alors facile : 4 fréquences symétriques par rapport aux axes A_3 et L_2; 3 symétriques par rapport à l'axe A_3 et antisymétriques par rapport aux axes L_2 (inactives dans la diffusion de la lumière); 3 dégénérées du premier type; 4 dégénérées du second type.

Or une étude expérimentale assez complète de l'effet Raman dans le quartz a été entreprise par nous à Montpellier. Les résultats obtenus en lumière naturelle (Cabannes) datent déjà de 1933, mais ils sont inédits; ceux obtenus en lumière circulaire (Bouhet) sont plus récents [3]. Le tableau suivant, dans lequel les raies Raman sont à peu près rangées par intensité décroissante, résume notre étude expérimentale. La plupart des fréquences sont données avec une erreur inférieure à 1 cm^{-1}.

Raies intenses.

Fréquence (en cm^{-1}).	Dépolarisation (ρ). Cas 1.	Dépolarisation (ρ). Cas 2.	Sens de la circulaire. Cas 3.
466	0	0	direct
207 (large)	0	0	direct
128	∞	0	inverse
394	∞	0	inverse
356	0	0	direct
1163	∞	0	inverse
266	1	∞	fréqu. inactive
798	1	∞	fréqu. inactive
696	∞	0	inverse

Raies faibles.

Fréquence (en cm^{-1}).	Dépolarisation (ρ). Cas 1.	Dépolarisation (ρ). Cas 2.	Sens de la circulaire. Cas 3.
403 (douteuse)	—	—	—
501	—	0	—
453	—	∞	—
1064	0	∞	—
1227	∞	0	—

La forte raie Raman 466 cm^{-1} a gêné l'étude de la raie 501. De même, la proximité de la raie 466 excitée par la raie du mercure 4347 Å a empêché l'étude de la raie 403 excitée par 4358 Å. Mais en revanche, la polarisation anomale ($\rho = \infty$) de la raie 453 nous a permis d'établir avec certitude sa présence dans le cas 2 malgré la proximité de 466.

III. Ces expériences s'accordent bien avec nos vues théoriques et nous avons pu classer les 9 raies les plus intenses d'une manière sans doute défi-

(2) C.-J. Brester, *Zeitschrift für Physik*, **26**, 1924, p. 324.
(3) Ch. Bouhet, *Comptes rendus*, **204**, 1937, p. 1661.

nitive : 3 fréquences totalement symétriques (466, 207, 356) ; 2 fréquences dégénérées du premier type (266, 798) ; 4 fréquences dégénérées du second type (128, 394, 1163, 696). Peut-être la quatrième oscillation symétrique a-t-elle pour fréquence 501, comme le pensait Weiler [4] qui voit en 1163-1227, 1064, 798 et 501 les 4 fréquences fondamentales du groupement tétraédrique SiO^4. Sur les raies qui restent, 403 et 453, nous ne pouvons encore rien dire.

PRÉSENTATIONS.

Dans la formation d'une liste de candidats à la Chaire de *Filature et tissage* du Conservatoire des Arts et Métiers, pour la première ligne, M. *Frédéric Maillard* obtient l'unanimité des 35 suffrages; pour la seconde ligne, M. *Auguste Bon* obtient 31 suffrages; il y a un bulletin nul.

En conséquence la liste présentée à M. le Ministre de l'Éducation nationale comprendra :

En première ligne.......... M. **Frédéric Maillard.**
En seconde ligne.......... M. **Auguste Bon.**

CORRESPONDANCE.

M. **François Grandjean** prie l'Académie de bien vouloir le compter au nombre des candidats à la place vacante dans la Section de Minéralogie par la mort de M. *H. Douvillé.*

M. le **Secrétaire perpétuel** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

Henri Erhart. *Traité de Pédologie*. Tome II. *Pédologie agricole* (présenté par M. A. Chevalier).

---

(4) *Zeitschrift für Physik*, 80, 1933, p. 623.

M. le **Ministre de l'Éducation Nationale** invite l'Académie à lui présenter une liste de candidats à la Chaire de Zoologie (*Vers et Crustacés*) vacante au Muséum d'Histoire Naturelle.

(Renvoyé à la Section d'Anatomie et Zoologie.)

Les **Secrétaires du Ve Congrès international de Mécanique appliquée** invitent l'Académie à se faire représenter à ce Congrès qui se tiendra à Cambridge, Massachusetts, du 12 au 16 septembre 1938.

ALGÈBRE. — *Définition de certains anneaux non commutatifs. Classification des extensions primitives des corps à valuation discrète.* Note de M. **Marc Krasner**, présentée par M. Jacques Hadamard.

I. Soit Q un corps de caractéristique $p \neq 0$. Soit M un ensemble fini d'éléments d'une extension algébrique Q_1 de Q. M est bien déterminé par la donnée du polynome $f_M(x) = \prod_{y \in M}(x - y)$. M s'appellera *module d'espèce* (Q, a) s'il jouit des propriétés suivantes : 1° il est un module; 2° le sur-corps Q(M) de Q engendré par adjonction des éléments de M est séparable sur Q; 3° avec un élément y, M contient tous ses conjugués par rapport à Q; 4° a étant un entier positif et Ω_a désignant le champ de Galois de p^a éléments (supposé contenu dans Q_1), $\Omega_a M = M$.

Si M est un module d'espèce (Q, a), $f_M(x)$ est de la forme $\alpha_0 x + \alpha_1 x^{p^a} + \alpha_2 x^{p^{2a}} + \ldots + \alpha_n x^{p^{na}}$ ($\alpha_0 \neq 0$, $\alpha_n = 1$), les α_i étant dans Q. Et à tout polynome de cette forme correspond un module d'espèce (Q, a).

Introduisons, pour représenter ces polynomes, un anneau W(a, Q) (non commutatif, en général), contenant Q, engendré par les éléments de Q et par un élément z_a, assujetti aux relations $z_a \alpha = \alpha^{p^a} z_a$ (pour tout $\alpha \in Q$), et à aucune autre. Un $\lambda \in W(a, Q)$ non nul peut, et d'une seule manière, se mettre sous la forme $\alpha_0 + \alpha_1 z_a + \alpha_2 z_a^2 + \ldots + \alpha_n z_a^n$ ($\alpha_i \in Q$, $\alpha_n \neq 0$) : n est appelé son *degré*, et λ est dit *normal* si $\alpha_n = 1$ et $\alpha_0 \neq 0$. Le degré du produit de deux éléments de W(a, Q) est la somme de leurs degrés. Un $\lambda \in W(a, Q)$ s'appelle *premier* s'il ne peut pas être décomposé en produit de deux éléments de W(a, Q) de degrés moindres que le sien.

Les $\lambda W(a, Q)$ peuvent être considérés comme des opérateurs de l'anneau (commutatif) des polynomes en x à coefficients dans Q, en posant

$$\lambda f(x) = \alpha_0 f(x) + \alpha_1 [f(x)]^{p^a} + \ldots + \alpha_n [f(x)]^{p^{na}}, \quad \text{si} \quad \lambda = \alpha_0 + \alpha_1 z_a + \ldots + \alpha_n z_a^h.$$

THÉORÈME 1. — *Pour qu'un polynome $f(x)$ soit le polynome attaché à un module* M *d'espèce* (Q, a), *il faut et il suffit que $f(x)$ soit de la forme $\lambda_M x$, λ_M étant un élément normal de* W(a, Q). λ_M s'appellera le *quasi polynome* de M. M' étant un autre module d'espèce (Q, a), pour que $M' \subseteq M$ *il faut et il suffit que $\lambda_M = \mu . \lambda_{M'}$*, avec $\mu \in W(a, Q)$. *Pour que* M *soit simple* [c'est-à-dire ne contienne aucun sous-module propre d'espèce (Q, a)], *il faut et il suffit que λ_M soit premier.*

II. Soient k un corps muni d'une valuation discrète et complet par rapport à cette valuation, et K une extension algébrique finie de k. Soit $\mathfrak{P}$ et $\mathfrak{p} = \mathfrak{P}^e$ les idéaux premiers de K, k, et soient O, o les corps de restes de K, k suivant leurs idéaux premiers (dont la caractéristique, pouvant aussi être $= 0$, sera désignée par p). O/o est une extension algébrique finie, mais non nécessairement séparable. On peut, cependant, transporter ici la théorie de la ramification des idéaux premiers des corps de nombres algébriques [1], en s'appuyant sur un théorème de M. Teichmüller [2] qu'il existe une et une seule extension non ramifiée $K_{-1}/k \subseteq K/k$ ayant pour corps de restes O/o. Désignons par $G_{Q'/Q''}$ l'ensemble des isomorphismes d'une extension Q'/Q'', et posons $G = G_{K/k}$ et $T = G_{K/K_{-1}}$. Désignons par $\overline{\omega}(\alpha)$ et par $\omega(\alpha) = e.\overline{\omega}(\alpha)$ les ordres pour $\mathfrak{p}$ et pour $\mathfrak{P}$ de α. Si $\sigma \in T$, posons $v(\sigma) = \min[\omega(\sigma\alpha - \alpha)] - 1\,[\alpha \in K,\ \omega(\alpha) \geqq 0]$. On a $v(\sigma) \geqq 0$. Soient $v_0 < v_1 < \ldots < v_m = +\infty$ toutes les valeurs *positives* prises par $v(\sigma)$. Posons de plus $v_{-1} = 0$. $v_q(-1 \leqq q \leqq m)$ s'appelle le *q-ième nombre de ramification de* K/k; il est en général fractionnaire *et son dénominateur δ_q est premier à p*. L'ensemble $\overset{(q)}{V}$ des σ de T tels que $v(\sigma) \geqq v_q$ s'appelle *ensemble de ramification d'ordre q de* K/k, et le nombre de ces éléments sera noté n_q.

Soit un $\pi \in K$ tel que $\omega(\pi) = 1$. Si $\sigma \in T$, on a $\omega(\sigma\pi - \pi) = 1 + v(\sigma)$. Soit M_q l'ensemble de toutes les classes des restes contenant un $[(\sigma\pi - \pi) : \pi^{1+v_q}]^{n_{q+1}}\left(\sigma \in \overset{(q)}{V}\right)$. φ_q étant l'exposant auquel appartient p (mod δ_q), M_q est un module d'espèce (O, ψ_q).

Soit $\sigma \in G$. Posons $\xi(\sigma) = \min \overline{\omega}(\sigma\alpha - \alpha)\,[\alpha \in K_{-1};\ \overline{\omega}(\alpha) \geqq 0]$. On a $\xi(\sigma) \geqq 0$. Soient $\xi_0 < \xi_1 < \ldots < \xi_r = +\infty$ toutes les valeurs *positives* prises par $\xi(\sigma)$ (si O/o est séparable, on a $r = 0$). On posera de plus $\xi_{-1} = 0$; $\xi_q(-1 \leqq q \leqq r)$ s'appelle *le q-ième nombre d'inséparabilité de* K/k.

---

(1) Cf. ma précédente Note, *Comptes rendus*, 200, 1935, p. 1813.

(2) *Journal f. d. reine und angew. Math.*, 176, 1936, p. 141.

L'ensemble $\overset{q}{Z}$ des $\sigma \in G$ tels que $\xi(\sigma) \geqq \xi_q$ s'appelle *ensemble d'inséparabilité d'ordre q de* K/k, et son nombre d'éléments se désigne par ζ_q. Le dénominateur Δ_q de $\zeta_{q+1}\xi_q : e$ est premier à p.

Soit un $\rho \in K_{-1}$ tel que $\overline{\omega}(\rho) = 0$ et que la classe de restes contenant ρ engendre O/o. Si $\sigma \in G$, on a $\overline{\omega}(\sigma\rho - \rho) = \xi(\sigma)$. $\overline{\pi} \in k$ étant tel que $\overline{\omega}(\overline{\pi}) = 1$, soit $M^{(q)}$ l'ensemble de toutes les classes de restes contenant un $[(\sigma\rho - \rho) : \pi^{\xi_q}]^{(\zeta_{q+1}:e)} (\sigma \in \overset{(q)}{Z})$. φ_q étant l'exposant auquel appartient p (mod Δ_q), $M^{(q)}$ est un module d'espèce (O, φ_q).

Théorème 2. — *Pour tout* $q(-1 \leqq q \leqq r)$ *il existe un corps* $K^{(q)}$, *dit le q-ième corps d'inséparabilité de* K/k, *tel que* $G_{K/K^{(q)}} = \overset{(q)}{Z}$. *On a* $(K^{(0)} : k) = (O^* : o)$, *où* O^*/o *est le plus grand sous-corps séparable de* O/o; *si* $0 \leqq q < r$, $(K^{(q+1)} : K^{(q)})$ *est égal au nombre d'éléments de* $M^{(q)}$ (*donc à une puissance de* p^{φ_q}); $K^{(r)} = K_{-1}$. *Pour tout* $q(-1 \leqq q \leqq m)$ *il existe un corps* K_q, *dit le q-ième corps de ramification de* K/k, *tel que* $G_{K/K_q} = \overset{(q)}{V}$. *On a* $(K_{-1} : k) = (O : o)$; $(K_0 : K_{-1})$ *est premier à* p: *si* $0 \leqq q < m$, $(K_{q+1} : K_q)$ *est égal au nombre d'éléments de* M_q (*donc à une puissance de* p^{ψ_q}).

Théorème 3. — *L'extension* K/k *est primitive dans les cas suivants, et dans ceux-là seulement : 1° elle n'est pas ramifiée et* O/o *est une extension primitive ; 2° on a* $K^{(0)} = k$, $K^{(1)} = K$ *et* $M^{(0)}$ *est simple ; 3°* $(K : k)$ *est premier ; 4° on a* $K_0 = k$, $K_1 = K$ *et* M_0 *est simple. Dans les cas 2° et 4°* $(K : k)$ *est une puissance de* p. *Si* O/o *est séparable le cas 2° ne peut pas se présenter, et si* $p = 0$ *il en est de même pour le cas 4°.*

III. *Suites génératrices.* — Appelons *suite génératrice* de K/k une chaîne de corps $k = Q_0 \subset Q_1 \subset \ldots \subset Q_s = K_1$, telle que $Q_{i+1}/Q_i (0 \leqq i < s)$ soit une extension primitive. La suite des degrés $(Q_{i+1} : Q_i)$ s'appellera la suite d'indices de la suite génératrice.

Théorème 4. — *Si* $K_{-1} = k$, *toutes les suites génératrices qui passent par* K_0 *ont la même suite d'indices, à l'ordre près.*

STATISTIQUE. — *Généralisation de l'inégalité de Boole.*

Note (¹) de M. E. J. **Gumbel**, présentée par M. Émile Borel.

La fonction caractéristique $\Psi(t)$ de la distribution $w_n(x)$ des nombres x $(x = 0, 1, 2, \ldots, n)$ d'événements compatibles parmi $n (n \geqq 2)$, établie

(¹) Séance du 11 octobre 1937.

dans un travail précédent ([2]), permet de généraliser l'inégalité de Boole.

Soient

$$p(\nu_1, \nu_2, \ldots, \nu_k) = 1 - q(\nu_1, \nu_2, \ldots, \nu_k),$$

où

$$\nu_k > \nu_{k-1}, \ldots, \nu_2 > \nu_1 = 1, 2, \ldots, n \quad \text{et} \quad k = 1, 2, \ldots, n,$$

les $\binom{n}{k}$ probabilités initiales de l'existence simultanée de k événements compatibles parmi n. Je dis qu'on a

$$q(1, 2, \ldots, n) \leq \frac{\Sigma q(\nu_1, \nu_2, \ldots, \nu_k)}{\binom{n-1}{k-1}}, \tag{1}$$

dont résulte pour $k = 1$ l'inégalité classique de Boole.

Lemme. — Pour une distribution discontinue limitée $w(x)$, d'une variable entière $x (0 \leq x \leq n \geq 2)$, ayant les probabilités $P(x)$ d'une valeur supérieure ou égale à x, les moments factoriels $M_{(k)}$ définis par

$$M_{(k)} = k! \sum_{x=k}^{n} \binom{x}{k} w(x), \tag{2}$$

sont reliés aux moments M_k calculés autour du commencement par l'équation symbolique

$$M_{(k)} = \binom{M}{k} k!. \tag{3}$$

Remplaçons dans la relation

$$M_{(k)} = k! \sum_{x=k}^{n} \binom{x-1}{k-1} P(x), \tag{4}$$

qui dérive de (2) toutes les probabilités $P(x)$ par l'unité, exception faite de la dernière.

Puisque

$$\sum_{x=k}^{n-1} \binom{x-1}{k-1} = \binom{n}{k} - \binom{n-1}{k-1},$$

on obtient l'inégalité

$$\frac{M_{(k)}}{k!} - \binom{n}{k} \leq \binom{n-1}{k-1} [w(n) - 1].$$

([2]) *Comptes rendus*, **202**, 1936, p. 1637.

ou

$$(5) \qquad 1 - w(n) \leq \frac{\binom{n}{k} - \frac{M_{(k)}}{k!}}{\binom{n-1}{k-1}},$$

qui relie la dernière probabilité aux moments factoriels.

La fonction caractéristique $\Psi(t)$ d'une telle distribution, développée en série de Taylor

$$\Psi(t) = \sum_{x=0}^{'} \frac{M_x t^x}{x!},$$

peut être écrite d'une façon symbolique

$$e^{Mt} = [1 + (e^t - 1)]^M$$

ou

$$(6) \qquad \Psi(t) = \sum_{x=0}^{\infty} \binom{M}{x} (e^t - 1)^x,$$

équation qui relie, d'après (3), la fonction caractéristique aux moments factoriels.

Preuve du théorème (1). — Comparons (6) à la fonction caractéristique des nombres d'événements compatibles

$$(7) \qquad \Psi(t) = \sum_{x=0}^{\infty} S_x (e^t - 1)^x$$

ou

$$(8) \qquad S_x = \Sigma p(\nu_1, \nu_2, \ldots, \nu_x).$$

Alors on obtient tous les moments de la distribution des nombres d'événements compatibles par

$$\binom{M}{x} = S_x,$$

ou, d'après (3), par

$$(9) \qquad M_{(k)} = k! S_k.$$

L'extension des sommes (6) et (7) jusqu'à l'infini est légitime puisque les valeurs $\binom{M}{M+\nu}$ et $S_{n+\nu}$ n'existent pas pour $\nu \geq 1$.

Puisque

$$w_n(n) = p(1, 2, \ldots, n),$$

l'inégalité (5) donne, suivant (9),

$$q(1, 2, \ldots, n) \leq \frac{\binom{n}{k} - S_k}{\binom{n-1}{k-1}},$$

ce qui prouve, d'après (8), l'affirmation : la probabilité contraire à l'existence simultanée de tous les n événements compatibles est inférieure ou égale à la somme des probabilités contraires à l'existence des événements compatibles simples, doubles, multiples en nombre $k (k = 1, 2, 3, \ldots, n)$ divisée par le nombre des combinaisons de $n-1$ événements sur $k-1$. La question de savoir laquelle de ces inégalités est la plus forte dépendra du système des $2^n - 1$ probabilités initiales.

TOPOLOGIE. — *Filtres et ultrafiltres*. Note [1] de M. **Henri Cartan**, présentée par M. Élie Cartan.

Cette Note fait suite à une Note antérieure [2], à laquelle nous renvoyons pour les notations.

1. *Les filtres et la topologie*. — Un ensemble $\mathcal{E}$ est muni d'une topologie lorsqu'à chaque x de $\mathcal{E}$ on associe un filtre $\mathbf{V}(x)$ [les ensembles de $\mathbf{V}(x)$ s'appellent « voisinages de x »], de façon à satisfaire à la condition (T) que voici : appelons *ouvert* tout sous-ensemble E, tel que E appartienne à $\mathbf{V}(x)$ pour tous les x de E; la condition (T) est que les ensembles ouverts contenant x forment une *base* pour le filtre $\mathbf{V}(x)$.

Cela étant, on dit qu'un filtre $\mathbf{F}$, construit sur $\mathcal{E}$, converge vers un point x, ou encore que x est limite de $\mathbf{F}$, si $\mathbf{F}$ est plus fin que $\mathbf{V}(x)$. Dans ce cas, tout filtre plus fin que $\mathbf{F}$ converge aussi vers x. Si tous les filtres d'une famille convergent vers x, le filtre-intersection converge vers x.

Pour que deux points distincts x et y soient limites d'un même filtre $\mathbf{F}$, il faut et il suffit (*cf.* théorème 1 de la Note citée) que l'intersection d'un voisinage de x et d'un voisinage de y ne soit jamais vide. On exclut cette éventualité en supposant vérifié (ce que nous ferons désormais) l'axiome de Hausdorff : « si $x \neq y$, il existe un voisinage de x et un voisinage de y sans point commun ».

---

[1] Séance du 26 octobre 1937.

[2] *Comptes rendus*, 205, 1937, p. 595-598.

Un point x est point d'accumulation d'un filtre **F** s'il existe un filtre convergent vers x et plus fin que **F**; ou encore, s'il existe un filtre plus fin que **F** et que $\mathbf{V}(x)$; ou encore, si l'intersection d'un ensemble de **F** et d'un voisinage de x n'est jamais vide. L'ensemble des points d'accumulation d'un filtre est *fermé*.

2. *Les filtres sur les espaces compacts*. — Rappelons qu'un $\mathcal{E}$ topologique est *compact* ([3]) si toute famille d'ensembles ouverts ayant $\mathcal{E}$ pour réunion contient une famille *finie* possédant la même propriété (Borel-Lebesgue). MM. Chevalley et A. Weil m'ont fait remarquer que cette définition équivaut à la suivante : *$\mathcal{E}$ est compact si tout filtre construit sur $\mathcal{E}$ possède au moins un point d'accumulation*. Autrement dit : quel que soit **F**, il existe un filtre convergent plus fin que **F**. Sur un compact, la famille Φ des filtres convergents satisfait donc aux deux conditions :

P — I : si **F** appartient à Φ, tout filtre plus fin que **F** appartient à Φ;

P — II : à tout **F** on peut associer un $\mathbf{F}' > \mathbf{F}$ qui appartient à Φ.

3. *Les familles privilégiées*. — Nous dirons qu'une famille de filtres (construits sur un $\mathcal{E}$ quelconque, muni ou non d'une topologie) est *privilégiée* si elle satisfait à P — I et à P — II. Une telle famille ne peut être vide. Une propriété des filtres (construits sur $\mathcal{E}$) sera dite privilégiée si les filtres qui la possèdent forment une famille privilégiée.

Théorème fondamental. — *Soit un ensemble de familles privilégiées Φ_i* (i parcourant un ensemble d'indices, fini ou infini). *La famille Φ des filtres appartenant à toutes les Φ_i est privilégiée, et, en particulier, n'est pas vide.*

Φ satisfait évidemment à P — I. Montrons qu'elle satisfait à P — II. Supposons que l'ensemble des i ait été bien ordonné; à chaque **F** et à chaque i associons un filtre $i(\mathbf{F})$ qui appartient à Φ_i et est plus fin que **F**. Soit alors donné un $\mathbf{F}_0$ quelconque; on peut, d'une seule manière, associer à chaque i un filtre $\mathbf{F}_i$ de manière que

1° si i est le premier des indices, $\mathbf{F}_i = i(\mathbf{F}_0)$;

2° si i a un antécédent j, $\mathbf{F}_i = i(\mathbf{F}_j)$;

3° si i n'a pas d'antécédent, $\mathbf{F}_i =$ filtre-réunion des $\mathbf{F}_j$ pour $j < i$ (*cf.* théorème 2 de la Note citée).

Cela fait, le filtre-réunion de tous les $\mathbf{F}_i$ est plus fin que $\mathbf{F}_0$ et appartient à Φ. C. Q. F. D.

Corollaire. — Les filtres appartenant à *toutes* les familles privilégiées forment une famille privilégiée Φ_0. On vérifie : *pour que* **F** *appartienne*

([3]) « bicompact » dans la terminologie d'Alexandroff-Hopf.

à Φ_0, il faut et il suffit que tout filtre comparable à **F** *soit plus grossier que* **F**; on dit alors que **F** est un *ultrafiltre*. Puisque Φ_0 est privilégiée, *il existe toujours un ultrafiltre plus fin qu'un filtre donné arbitrairement.*

Appliquons aux compacts : *pour que $\mathcal{E}$ soit compact, il faut et il suffit que tout ultrafiltre sur $\mathcal{E}$ soit convergent.*

4. *Image d'un filtre.* — Soient deux ensembles $\mathcal{E}$ et $\mathcal{E}'$, et f une fonction définie sur $\mathcal{E}$ et prenant ses valeurs dans $\mathcal{E}'$. L'*image directe* d'un filtre **F** (sur $\mathcal{E}$) est le filtre $f(\mathbf{F})$ (sur $\mathcal{E}'$) qui se compose des ensembles dont l'image inverse [1] appartient à **F**. Le filtre $f(\mathbf{F})$ a pour base les images directes des ensembles de **F**.

L'*image inverse* d'un filtre $\mathbf{F}'$ (sur $\mathcal{E}'$) se définit, dans le cas où les images inverses des ensembles de $\mathbf{F}'$ ne sont pas vides, comme le filtre $\overset{-1}{f}(\mathbf{F}')$ ayant pour base ces images inverses.

Si $\mathbf{F}'$ et $f(\mathbf{F})$ sont comparables, $\overset{-1}{f}(\mathbf{F}')$ existe et les relations

$$\mathbf{F}' < f(\mathbf{F}), \qquad \mathbf{F} > \overset{-1}{f}(\mathbf{F}')$$

sont équivalentes. En particulier, *si* **F** *est un ultrafiltre, son image directe est un ultrafiltre.*

Supposons maintenant que $\mathcal{E}'$ soit muni d'une topologie; soit $\mathbf{V}(x')$ le filtre des voisinages de x'. On dit que *la fonction f tend vers x'* suivant un filtre **F**, et l'on écrit

$$x' = \lim_{\mathbf{F}} f,$$

lorsque l'on a

$$\mathbf{V}(x') < f(\mathbf{F}), \qquad \mathbf{F} > \overset{-1}{f}[\mathbf{V}(x')]$$

(relations dont chacune entraîne l'autre). On définit de même les *valeurs d'accumulation* d'une fonction f suivant un filtre.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur les équations* $F(x, y, z, p, q, r, s, t) = 0$ *qui ont une intégrale générale explicite.* Note de M. **Ernest Vessiot**.

Je voudrais compléter les résultats que j'ai énoncés dans une Note récente [1] en donnant le tableau des types auxquels on peut ramener, par

---

[1] L'image inverse d'un sous-ensemble E′ de $\mathcal{E}'$ se compose des éléments de $\mathcal{E}$ dont l'image directe (par f) appartient à E′.

[1] *Comptes rendus*, 205, 1937, p. 643.

des transformations de contact, toutes les équations $F(x, y, z, p, q, r, s, t) = 0$, qui ont au moins deux invariants du premier ou du second ordre pour chaque système de caractéristiques, et dont l'intégrale générale est explicite (1).

Premier cas. *Deux invariants pour chaque système.* — Types fournis par des faisceaux de transformations infinitésimales de la forme

$$\frac{\partial f}{\partial u} + u_0 \varphi_\alpha(u) L_\alpha, \quad \frac{\partial f}{\partial v} + v_0 \psi_\alpha(v) M_\alpha, \quad \frac{\partial f}{\partial u_0}, \quad \frac{\partial f}{\partial v_0} \qquad (\alpha = 1, 2, 3),$$

où (L_1, L_2, L_3), (M_1, M_2, M_3) sont des transformations infinitésimales qui définissent un couple de groupes paramétriques de l'une quelconque des cinq structures de groupes à trois paramètres.

1° *Structure simple* du groupe projectif de la droite : trois types :

a. $s = e^z$ (équation de Liouville), équation (IX) de Goursat;

b. $s = e^z \sqrt{p^2 - 1}$: l'équation (VII) de Goursat s'y ramène;

c. $s \operatorname{sh} z = \sqrt{p^2 - 1}\sqrt{q^2 - 1}$; l'équation (III) de Goursat s'y ramène.

2° *Structure* $(L_1, L_2) = (m-1)L_1$, $(L_1, L_3) = -L_1$, $(L_2, L_3) = 0$: trois types suivant que l'on a *a.* $m \neq 0, 1$, *b.* $m = 1$, *c.* $m = 0$:

a. $sz + (m-1)\zeta(p)\zeta(q) = 0$, la fonction $\zeta(w)$ étant définie par

$$w - (m-1)\,[illegible] = 1;$$

l'équation (IV) de Goursat se ramène à ce type, ainsi que (II) pour $m = 2$;

b. $s(z - x) = \zeta(p)\zeta(q)$, la fonction $\zeta(w)$ étant définie par $\log(1 - \zeta) = \zeta - w$; l'équation (V) de Goursat s'y ramène;

c. $s + \dfrac{d}{dx}\left(\dfrac{e^z}{x - y}\right) + \dfrac{d}{dy}\left(\dfrac{e^{-z}}{x - y}\right) = 0$, équation (XI) de Goursat.

3° *Structure* $(L_1, L_2) = L_3 - L_2$, $(L_1, L_3) = -L_3$, $(L_2, L_3) = 0$; un type :

---

(1) J'indique comment s'inscrivent dans ce tableau les équations auxquelles Goursat (*Ann. de la Fac. des Sc. de Toulouse*, 2e série, 1, 1899, p. 31-78 et 439-464) a ramené, par des transformations $x' = \xi(x)$, $y' = \eta(y)$, $z' = \zeta(x, y, z)$, toutes les équations de la forme $s = f(x, y, z, p, q)$ qui ont un invariant du second ordre pour chaque système de caractéristiques. Je les désigne par les chiffres romains que Goursat leur a attribués. Il se trouve que, à part (VI) et (VIII) (qui dépendent de fonctions arbitraires), ces équations de Goursat sont de types différents, c'est-à-dire sont irréductibles les unes aux autres par des transformations de contact.

$sz=\theta(p)\theta(q)$, la fonction $\theta(w)$ étant définie par $\theta=(\theta+w)\log(\theta+w)$; le cas singulier de l'équation (IV) de Goursat s'y ramène.

4° *Structure* $(L_1, L_2)=0$, $(L_1, L_3)=0$, $(L_2, L_3)=L_1$; un type :

$s(x+y)+2\sqrt{pq}=0$, équation (I) de Goursat.

5° *Structure abélienne;* un type, avec deux fonctions arbitraires, $\varphi(x)$, $\psi(y)$:

$$s+ap+bq+cz=0, \qquad \text{avec} \qquad a=-\frac{\partial \log G}{\partial y}, \qquad b=-\frac{\partial \log E}{\partial x}, \qquad c=ab,$$

$$E=\varphi-\psi-(y-x)\psi', \qquad G=\psi-\varphi+(x-y)\varphi' ;$$

c'est le type des équations de Laplace dont les invariants h_1 et k_1 (au sens de Darboux) sont nuls.

Deuxième cas. *Trois invariants pour un des systèmes.* — Types fournis par des faisceaux de transformations infinitésimales de la forme

$$\frac{\partial f}{\partial u}+u_1\frac{\partial f}{\partial u_0}+u_0\varphi_\alpha(u)L_\alpha, \quad \frac{\partial f}{\partial v}+v_0\psi_\alpha(v)M_\alpha, \quad \frac{\partial f}{\partial u_1}, \quad \frac{\partial f}{\partial v_0} \qquad (\alpha=1, 2).$$

où (L_1, L_2), (M_1, M_2) sont des transformations infinitésimales qui définissent un couple de groupes paramétriques de l'une ou l'autre des deux structures de groupes à deux paramètres.

1° *Structure non abélienne,* un type :

$s=qe^z$, équations (X) de Goursat. A ce type se ramènent, par des transformations de contact, les équations (VI) de Goursat;

2° *Structure abélienne,* un type :

$s(x+y)=p$, type des équations de Laplace dont les invariants (au sens de Darboux) satisfont aux conditions $h=k_1=0$, ou $k=h_1=0$. A ce type se ramènent par des transformations de contact, les équations (VIII) de Goursat.

Troisième cas. *Trois invariants pour chaque système.* — Toutes les équations $F(x, y, z, p, q, r, s, t)=0$, qui ont trois invariants indépendants du premier ou du second ordre, pour chaque système de caractéristiques, se ramènent au type $s=0$. Toutes ont donc une intégrale explicite, et toutes ont deux invariants indépendants du premier ordre pour chaque système.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur une classe nouvelle de noyaux de Fredholm.* Note de M. **Michel Ghermanescu**, présentée par M. Jacques Hadamard.

Considérons les noyaux

$$K(x, y) = M(x, y) + N(x, y),$$

dont $M(x, y)$ est réel, symétrique et tel que

$$(1) \qquad (M, u) = \int_a^b u^2(x)\,dx - \int_a^b \int_a^b M(x, y)\,u(x)\,u(y)\,dx\,dy > 0,$$

quelle que soit la fonction $u(x)$, continue dans (a, b) et non identiquement nulle, tandis que $N(x, y)$ est un noyau symétrique gauche (Lalesco), réel aussi. A l'étude des noyaux-somme, tels que $K(x, y)$, on associe [1] celle de l'équation des noyaux

$$(2) \qquad P(x, y) = N(x, y) - \int_a^b \mathfrak{M}(x, s)\,N(s, y)\,ds,$$

où $\mathfrak{M}(x, y)$ représente le noyau résolvant de $M(x, y)$, correspondant à $\lambda = 1$, qui n'est pas valeur caractéristique pour $M(x, y)$, à cause de (1). On a aussi $I(\mathfrak{M}, u) > 0$ (Anghelutza, *loc. cit.*, *a*).

Pour les noyaux considérés plus haut, nous avons obtenu les propriétés suivantes :

1° $P(x, y)$ *est un noyau symétrisable* $(-1, 1)$ *à gauche avec le noyau* $N(x, y)$, car le noyau

$$H(x, y) = \int_a^b N(x, s)\,P(s, y)\,ds$$

est symétrique.

2° $P(x, y)$ *est symétrisable* $(1, -1)$ *à gauche avec le noyau* $H(x, y)$, car

$$G(x, y) = \int_a^b H(x, s)\,P(s, y)\,ds$$

est un noyau symétrique gauche.

---

[1] D. V. Jonesco, *Bull. des Sc. Math.*, 50, 1926, p. 218 et 247; Th. Anghelutza, *a. Comptes rendus*, 188, 1929 p. 536 et *b. Bull. de la Soc. Roum. de Math.*, 35, 1933, p. 23 et suiv.

3° $H(x, y)$ *est défini si* $N(x, y)$ *est fermé* car, en posant

$$v(x) = \int N(x, s)\, u(s)\, ds \not\equiv 0,$$

on obtient

$$\int_a^b H(x, y)\, u(x)\, u(y)\, dx\, dy = -\,I(\mathfrak{M}, v) < 0.$$

4° *Si* $\varphi(x)$ *est une solution de l'équation*

$$\varphi(t) - \lambda \int_a^b P(t, s)\, \varphi(s)\, ds = 0, \tag{3}$$

la fonction

$$\psi(x) = \varphi(x) - \int_a^b M(x, s)\, \varphi(s)\, ds = \lambda \int_a^b N(x, s)\, \varphi(s)\, ds \tag{4}$$

en est une pour l'équation associée

$$\psi(x) + \lambda \int_a^b P(s, x)\, \psi(s)\, ds = 0, \tag{5}$$

correspondant à la valeur caractéristique $-\lambda$.

La deuxième partie de l'égalité (4) est une conséquence du fait que les noyaux $M(x, y) + \lambda N(x, y)$ et $P(x, y)$ ont les mêmes solutions avec les mêmes valeurs caractéristiques (ANGHELUTZA, *loc. cit.*, *a* et *b*). En multipliant ensuite (3) par $N(x, t)\, dt$ et en intégrant, on arrive, compte tenu de (4) et des propriétés des noyaux $N(x, y)$ et $H(x, y)$, à (5).

5° *Les valeurs caractéristiques du noyau* $P(x, y)$ *sont simples et de la forme* i_α.

$P(x, y)$ *constitue un exemple remarquable de noyau symétrique* $(1, -1)$ *dont les valeurs caractéristiques sont des imaginaires pures, sans que le noyau symétrique* $H(x, y)$ *soit défini.*

6° *Les valeurs caractéristiques du noyau* $K(x, y,)$ *sont simples, les unes réelles et les autres de la forme* $\pm i\alpha$.

Si $D_T(\lambda)$ est la fonction caractéristique du noyau $T(x, y)$, on a (ANGHELUTZA, *loc. cit.*, *a* et *b*)

$$D_K(\lambda) = D_M(\lambda)\, L_P(\lambda),$$

ce qui démontre la propriété.

7° Soit $K(x, y)$ un noyau non symétrique, satisfaisant à (1). On obtient de tels noyaux, en ajoutant, par exemple, un noyau symétrique gauche à

un noyau symétrique qui satisfait à (1). Je profite de cette occasion pour signaler que la notion de noyau *défini* s'étend de la même manière à un noyau non symétrique.

On a alors la proposition suivante :

Les valeurs caractéristiques du noyau $K(x, y)$ *sont simples, les unes réelles et les autres de la forme* $\pm i\alpha$.

Il suffit de remarquer qu'on peut écrire

$$K(x, y) = \frac{1}{2}[K(x, y) + K(y, x)] + \frac{1}{2}[K(x, y) - K(y, x)] = M(x, y) + N(x, y),$$

où $M(x, y)$ est symétrique et satisfait à (1) en même temps que $K(x, y)$, tandis que $N(x, y)$ est symétrique gauche.

8° Lorsqu'on a seulement $I(K, u) \neq 0$, il faut ajouter une hypothèse supplémentaire pour conserver les propriétés 6° et 7°. Il suffit, par exemple, de supposer $N(x, y)$ fermé. Alors $H(x, y)$ est *défini* (prop. 3°) et le noyau $P(x, y)$ a des valeurs caractéristiques simples, de la forme $\pm i\alpha$ [O. Tzino (2), P. Sergesco (3)].

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur la résolution du problème de Dirichlet.* Note (1) de M. **Jean Leray**, présentée par M. Gaston Julia.

Soit l'équation aux dérivées partielles du type elliptique

$$(1) \qquad f(r, s, t, p, q, x, y, z) = 0.$$

Nous allons étudier l'allure des dérivées secondes des solutions de cette équation, puis énoncer un théorème d'existence basé sur cette étude des dérivées secondes et sur notre étude des dérivées premières, qu'expose une Note (2) précédente. Nous emploierons les notations de cette Note antérieure, dont les paragraphes 1, 2, ... et les relations (1), (2), ... seront désignés ici par 1*, 2*, ..., (1*), (2*), ...

1. Étude des dérivées secondes. — Premier cas : dans l'espace (r, s, t) la surface $f = 0$ et la conique à l'infini $rt = s^2$ n'ont pas de tangente commune.

---

(2) *Bull. de l'École Pol. de Timisoara*, 1, fasc. 2, 1926, p. 40-41.

(3) *Bull. de la Soc. Roumaine de Math.*, 26, 1926, p. 16-17.

(1) Séance du 11 octobre 1937.

(2) *Comptes rendus*, 205, 1937, p. 268.

Extension d'un théorème de M. S. Bernstein [3]. — Il est possible, dans ce cas, de majorer $r^2+s^2+t^2$ en fonction de f, du contour γ et du maximum de p^2+q^2.

Démonstration. — On effectue d'abord cette majoration le long de γ. L'identité et l'inégalité

$$\oint p\,dq = \iint (rt-s^2)\,dx\,dy, \qquad s^2-rt > \text{const.}(r^2+s^2+t^2) - \text{const.}$$

permettent de majorer $\iint (r^2+s^2+t^2)\,dx\,dy$. Une adaptation remarquable, due à M. Caccioppoli [4], d'un raisonnement de M. Lebesgue [5] fournit alors un module de continuité de p et de q. Ceci permet de définir, au voisinage de chaque point (x, y), une fonction $\varpi(r, s, t, p, q)$ qui n'a pas de maximum relatif et qui est de la forme $\log(s^2-rt)+\text{fonct.}(p, q)$ pour les grandes valeurs de $r^2+s^2+t^2$. On peut, d'autre part, majorer $\iint \left\{\left(\frac{\partial\varpi}{\partial x}\right)^2+\left(\frac{\partial\varpi}{\partial y}\right)^2\right\} dx\,dy$ par un procédé analogue à celui qui a majoré $\iint (r^2+s^2+t^2)\,dx\,dy$. Ces propriétés de ϖ donnent une borne supérieure de ϖ, c'est-à-dire la majorante annoncée de $r^2+s^2+t^2$.

2. Étude des dérivées secondes. — Deuxième cas : dans l'espace (r, s, t) la surface $f=0$ a pour courbe à l'infini $rt=s^2$, quels que soient x, y, z, p, q. Autrement dit

$$(2) \qquad f \equiv rt - s^2 + g(r, s, t, p, q, x, y, z) + \ldots = 0 \qquad (f'_r > 0),$$

g étant homogène en r, s, t et de degré 1, les termes non écrits étant de degrés inférieurs. En outre nous supposerons (ce qui a toujours lieu quand $f=0$ est une équation de Monge-Ampère) que

$$(3) \qquad \text{borne inf.}\,(4f'_r f'_t - f'^2_s) > 0$$

pour $p^2+q^2+z^2$ borné supérieurement et $f=0$.

Extension d'un théorème de M. S. Bernstein [6]. — Dans ce cas la majoration des dérivées secondes n'est possible que si

$$(4) \qquad \left(\frac{\partial^2}{\partial p^2}+2\sigma\frac{\partial^2}{\partial p\,\partial q}+\sigma^2\frac{\partial^2}{\partial q^2}\right) g(1, \sigma, \sigma^2, p, q, x, y, z) \leq 0.$$

Elle est possible, en fonction de f, de γ et du maximum de p^2+q^2 si (7) a

---

(3) S. Bernstein, *Math. Annalen*, 69, 1910, p. 119-125.

(4) R. Caccioppoli, *Rendiconti d. r. Accad. dei Lincei*, 22, 1935, p. 307-308.

(5) H. Lebesgue, *Rendiconti del Circ. mat. di Palermo*, 24, 1905, p. 56.

(6) S. Bernstein, *Annales de l'École Normale supérieure*, 27, 1910, p. 246-252.

lieu et si γ vérifie l'inégalité

$$(5) \qquad \pm[x''_{y^2} - \lim p^{-1} g(1, -x'_y, x'^2_y, p, q, x, y, z)] > 0$$

pour $p \to \mp\infty$, $|px'_y + q|$ borné, $\pm\varepsilon > 0$ (le § 1* définit ε).

Cette condition (5) n'est jamais plus stricte que les conditions imposées au contour γ par les paragraphes 1* et 2* (cf. § 3, *Remarques*).

Démonstration. — Nous utilisons les procédés décrits au paragraphe 1*, la transformation de contact d'Ampère [qui joue un rôle analogue à celui de la transformation ponctuelle (2*)], la notion, due à S. Lie, de courbe intégrale de (1) [afin d'interpréter géométriquement (4) et (5) et d'établir leur invariance] et enfin le *lemme* de M. S. Bernstein, qu'utilise déjà le paragraphe 1 : « Une fonction $w(r, s, t, p, q, x, y, z)$ n'admet de maximum relatif sur aucune solution de (1) quand elle vérifie une certaine inégalité aux dérivées partielles, du second ordre ».

3. Extension [7] de théorèmes d'existence de MM. E. Picard et S. Bernstein. — Soient deux surfaces $\Sigma_1(x, y)$ et $\Sigma_2(x, y)$ sur lesquelles on a respectivement $f \leq 0$ et $f \geq 0$; supposons $\Sigma_1 > \Sigma_2$; soit un contour γ tracé entre Σ_1 et Σ_2. Supposons ou bien que la surface $f = 0$ et la conique à l'infini $rt = s^2$ n'ont aucune tangente commune, ou bien que f est du type (2) et vérifie (3) et (4). Supposons en outre que l'équation $f = 0$ et le contour γ satisfont ou bien aux conditions énoncées au paragraphe 1* ou bien à celles du paragraphe 2*. Alors γ *limite au moins une solution régulière de* (1).

Remarques concernant la condition (4*). — Supposons réalisées les conditions énoncées aux paragraphes 1 et 1*; au lieu d'imposer à Γ' de satisfaire à l'inégalité (4*), il suffit de l'imposer à γ.

Supposons réalisées les conditions énoncées aux paragraphes 2 et 1*; la fonction $F(0, T, \pm 0, Q\, x, y, z)$ n'est pas définie hors de l'intervalle

$$\pm[T - \lim p^{-1} g(1, -Q, Q^2, p, q, x, y, z)] < 0 \qquad (p \to \pm\infty, \quad |pQ + q| \text{ borné}),$$

F ne vérifiant qu'à l'intérieur de cet intervalle les conditions que lui impose le paragraphe 1; on peut alors substituer à la condition que Γ' satisfasse à (4*) la suivante : la partie de Γ' comprise entre γ et Σ_2 satisfait à l'inégalité (5) et γ satisfait à l'inégalité (4*), dans laquelle $\pm$ est remplacé par le signe de $-\varepsilon$.

---

[7] Ce théorème englobe les théorèmes d'existence que nous avons énoncés aux paragraphes 1* et 2*.

ASTROPHYSIQUE. — *Sur les indices de couleur des étoiles* O *et* B *et l'absorption sélective de la lumière dans l'espace.* Note de MM. **Jean Dufay** et **Ssu Pin Liau**, présentée par M. Charles Fabry.

1. Nous avons montré qu'il existait une corrélation assez notable entre les indices de couleur photoélectriques C des étoiles des types o6 à B 3, mesurés par Bottlinger et W. Becker, et les distances r de ces étoiles déduites de leurs magnitudes apparentes m et de leurs magnitudes absolues spectroscopiques M [1]. Par contre la corrélation était négligeable entre C et M. Aussi pensions-nous que le *rougissement* des étoiles lointaines résultait, d'une manière statistique, de l'absorption sélective de la lumière dans l'espace, bien plutôt que d'un *effet de magnitude absolue*.

D'après D. Barbier et V. Maitre [2], cette opinion est basée « sur une confusion entre les vraies valeurs de r et de M et les valeurs hypothétiques attribuées à ces quantités » et la corrélation entre les valeurs vraies et les valeurs hypothétiques doit être plus grande pour les distances que pour les magnitudes absolues. Il est possible, en effet, que les magnitudes absolues spectroscopiques ne soient liées aux magnitudes absolues vraies que par une relation statistique assez lâche, car, entre C et m, la corrélation est déjà presque du même ordre qu'entre C et r.

2. Il est donc intéressant de chercher à évaluer les distances sans faire intervenir les magnitudes absolues spectroscopiques ni même les magnitudes apparentes. Nous avons déjà signalé l'existence d'une corrélation notable entre les indices de couleur C et l'intensité de la raie interstellaire K évaluée par Otto Struve [1]. Elle subsiste lorsqu'on substitue aux évaluations de Struve celles plus récentes de J. S. Plaskett et J. A. Pearce [3]. Or, d'après les recherches de ces derniers, les atomes de calcium ionisé sont répandus dans l'espace d'une manière assez uniforme pour que la distance moyenne r' d'un groupe d'étoiles soit liée à l'intensité moyenne i de la raie K (dans l'échelle arbitraire utilisée) par la relation

$$r'A = 4,4\,(i - 1,51),$$

---

(1) J. Dufay et S.-P. Liau, *Comptes rendus*, 196, 1933, p. 1372.

(2) D. Barbier et V. Maitre, *Comptes rendus*, 201, 1935, p. 1270.

(3) J.-S. Plaskett et J.-A. Pearce. *Publication of the Dominion Astrophysical Observatory Victoria*, 5, 1932, n° 3, p. 1.

où A est la constante de la rotation galactique différentielle ($0^{km},017$ par seconde et par parsec). Cette relation pourrait même servir à évaluer les distances des étoiles individuelles.

En calculant ainsi pour les 61 étoiles communes aux listes de Becker et de Plaskett, les distances r', puis, à l'aide des magnitudes apparentes, les magnitudes absolues correspondantes M', nous retrouvons une corrélation assez notable entre C et r' (coefficient de corrélation $R = +0,470 \pm 0,101$, soit du même ordre de grandeur qu'entre C et m) et une corrélation négligeable entre C et M' ($R = -0,107 \pm 0,128$) [1].

Il est peu vraisemblable que les deux systèmes de distances et de magnitudes absolues — r et M d'une part, r' et M' d'autre part — soient l'un et l'autre sans aucune relation avec les distances et les magnitudes absolues vraies. L'objection de D. Barbier et V. Maitre peut donc être écartée : l'absorption sélective est bien le phénomène principal et, comme on le verra dans une publication plus détaillée, nos efforts pour chercher à isoler un effet de magnitude absolue n'ont abouti qu'à des résultats négatifs.

3. Entre les distances r et r', il existe du reste une corrélation notable ($R = +0,513 \pm 0,096$), de même qu'entre les magnitudes absolues M et M' ($R = \pm 0,566 \pm 0,088$), mais les deux systèmes ne coïncident nullement. Par suite, les valeurs obtenues pour le coefficient d'absorption sélective (différence entre les coefficients d'absorption relatifs aux deux régions spectrales considérées) diffèrent beaucoup suivant que l'on adopte un système ou l'autre.

A partir des magnitudes absolues spectroscopiques, on trouve

$$k_{425} - k_{475} = + 0,16 \pm 0,02$$

magnitude pour 1000 parsecs, valeur qui s'accorde parfaitement avec la plupart des déterminations antérieures, car elle correspondrait, dans le système des indices de couleur de King à 0,35 magn. pour 1000 parsecs. Mais en prenant comme critère de distance l'intensité de la raie K, on trouve un nombre deux fois et demie plus petit ($+0,06 \pm 0,02$ magn. pour 1000 parsecs). *L'incertitude actuelle des distances des étoiles O et B entraîne ainsi une indétermination considérable du coefficient d'absorption sélective.*

---

(1) Si l'on élimine les 5 étoiles « *c* » et l'étoile anormale Boss n° 5150, on trouve, entre C et r' : $R = +0,465$, $0,106$; entre C et M' : $R = -0,035$, $0,136$.

4. En faisant usage des mêmes magnitudes absolues spectroscopiques, W. Becker a tiré de ses mesures $k_{425} - k_{475} = +0{,}095$ magn. pour 1000 parsecs [5]. Mais, comme beaucoup d'auteurs, il considérait, au lieu des indices de couleur eux-mêmes, les *excès de couleur*, différences entre les indices individuels et l'indice moyen des étoiles du même type spectral. Ce procédé conduit à sous-estimer l'absorption, car les distances moyennes diminuent d'un type spectral au suivant de sorte que les indices moyens sont eux-mêmes affectés par l'absorption. Ceux de Becker passent par un minimum pour le type B_3, mais cette anomalie disparaît si on les corrige de l'absorption sélective (avec $k_{425} - k_{475} = 0{,}16$ magn. pour 1000 parsecs) et ils croissent alors régulièrement tout au long de la série spectrale. L'absorption sélective peut être la cause essentielle du désaccord souvent constaté entre les températures de couleur et les températures d'ionisation des étoiles des premiers types spectraux.

ÉLECTRONIQUE. — *Sur des radiations ionisantes de petit quantum émises spontanément par les métaux ordinaires.* Note de MM. **Georges Reboul** et **Jean Reboul**, présentée par M. Aimé Cotton.

Les métaux ordinaires émettent spontanément des radiations absorbables capables d'ioniser les gaz, d'impressionner indirectement la plaque photographique et de provoquer la condensation de la vapeur d'eau dans la chambre à détente.

I. Dans une première série d'expériences nous avons étudié l'ionisation produite dans des récipients métalliques (Sn, Pb, Fe, Zn, Al, Cu, Ni) de volume assez faible ($4^l,5$) pour qu'il fût possible de les entourer à volonté d'écrans de plomb pouvant atteindre plusieurs dizaines de centimètres d'épaisseur.

Les résultats obtenus montrent que cette ionisation est due en majeure partie à un rayonnement secondaire émis par les parois du récipient sous l'action d'un rayonnement extérieur, qui, dans nos conditions expérimentales, présentait dans le plomb un coefficient d'absorption massique voisin de $3.10^{-4}\,\text{cm}^2.\text{g}^{-1}$, c'est-à-dire correspondait à une partie dure du rayonnement cosmique. En outre les particularités présentées par les résultats :

---

[5] *Veröff. der Universitätssternwarte zu Berlin Babelsberg*, **10**, 1935, h. 6, p. 1.

irrégularités, fluctuations, sauts d'ionisation, etc., s'expliquent aisément par celles que l'on connaît pour le rayonnement cosmique.

II. Dans une deuxième série d'expériences faites avec des récipients plus volumineux (50 litres), nous avons déterminé les caractères des radiations émises. Nous opérons pour cela avec un condensateur plan de grande surface; ses armatures sont faites du métal étudié et il est placé à l'intérieur d'une caisse du même métal. L'armature reliée à l'électromètre présente un anneau de garde suffisamment large (15^{cm}) pour que l'action des parois latérales de la caisse ne se fasse pas sentir et que seule intervienne l'action des armatures en regard. Un mécanisme convenable permet de déplacer parallèlement à elle-même l'autre armature du condensateur et par suite de déterminer les valeurs de l'ionisation à diverses distances des surfaces métalliques.

L'expérience montre que l'ionisation est due, d'une part à l'action directe d'un rayonnement venant de l'extérieur, d'autre part à des radiations peu pénétrantes issues du métal et dont il est facile de calculer le coefficient d'absorption par le gaz (air ou CO^2) remplissant le récipient. Dans le cas de l'étain et du plomb, on peut mettre en évidence des radiations capables de traverser de minces feuilles d'aluminium ($0^{cm},002$) et que l'on peut caractériser par leur coefficient d'absorption dans ce dernier métal.

On a déduit la position de ces radiations dans le domaine intermédiaire en utilisant les relations établies expérimentalement ([1]) entre les coefficients d'absorption et les longueurs d'onde.

Voici les résultats moyens qui ont été obtenus :

Métal.	Coefficient d'absorp. moy. dans l'air.	Coefficient d'absorp. moy. dans l'aluminium.	Longueur d'onde Å.
Sn	0,45	702	5,5 et 2,5
Pb	0,30	292	4,6 et 1,8
Fe	0,11	—	3,3
Zn	0,09	—	3,1
Al	0,10	—	3,2
Cu	0,13	—	3,5
Ni	0,16	—	3,8

([1]) Spencer, *Physical Review*, 38, 1931, p. 1932.

Ces valeurs s'entendent pour les conditions expérimentales dans lesquelles nous opérions (laboratoire très étroit au rez-de-chaussée d'un immeuble de quatre étages à murs très épais), elles seraient probablement un peu différentes dans d'autres conditions.

En somme les métaux ordinaires, comme les substances radioactives proprement dites, émettent constamment des radiations; ces dernières semblent appartenir à des bandes se situant dans la région des rayons X mous.

OPTIQUE. — *Sur un appareillage perfectionné pour l'étude subjective du mélange des couleurs.* Note de M. **Vitomir H. Pavlović**, présentée par M. Aimé Cotton.

Depuis que nous avons décrit [1] une nouvelle méthode pour étudier subjectivement le mélange des couleurs, nous avons apporté aux appareils utilisés des modifications qui ont rendu l'emploi de notre méthode bien plus pratique.

Pour faire la stroboscopie des disques de Newton convenablement modifiés par nous, nous avons utilisé le dispositif de Tesla en employant à la fois la lumière des étincelles et celle des tubes sans électrodes excités par les courants de Tesla. Pour alimenter le condensateur du circuit primaire de Tesla, nous avons employé une bobine d'induction de Ruhmkorff que nous branchions sur un secteur continu (1 kw, 120 V). Un interrupteur rotatif à turbine à mercure servait pour l'interruption régulière du courant dans la bobine d'induction. Avec un rhéostat nous faisions varier le nombre de tours du moteur et par conséquent le nombre des interruptions, c'est-à-dire le nombre des éclairs. Sur l'arbre d'un autre moteur nous avions fixé nos disques dont la vitesse pouvait atteindre 1200 tours par minute.

Or cet appareillage ne nous avait pas permis d'obtenir d'une façon bien satisfaisante la fixité des images si nécessaire dans une bonne cinématographie.

Pour faire en sorte que les images successives se recouvrent exactement, nous avons monté nos disques sur l'arbre *du même moteur* qui actionne l'interrupteur à mercure du primaire de la bobine d'induction qui alimente le circuit primaire de Tesla. Nous avons ainsi obtenu un synchronisme

---

[1] V.-H. Pavlović, *Comptes rendus*, 204, 1937, p. 1635.

parfait de l'interrupteur et du disque. Pour faire varier régulièrement le nombre des éclairs pendant un tour du moteur, nous avons rendu mobiles, de façon qu'on puisse les faire monter ou descendre, les dents que vient rencontrer le jet de mercure. Sur le couvercle de l'interrupteur à turbine nous avons ménagé un certain nombre (six dans notre appareil) de trous équidistants sur une circonférence, à travers lesquels passent les dents que nous pouvons manœuvrer, monter, descendre, et aussi rapprocher plus ou moins, ces manœuvres se faisant de l'*extérieur*. Si l'on fait descendre une dent, on obtient une interruption du courant pendant un tour et un éclairement du disque, et *toujours dans la même position du disque*. Alors la stroboscopie de ce disque est parfaite. Si l'on fait descendre encore une dent diamétralement opposée, on obtient deux interruptions et par conséquent deux éclairs pour un tour. On a alors le mélange simultané de toutes les couleurs deux à deux. En faisant descendre trois dents à égales distances les unes des autres, on obtient trois fois plus d'éclairs que de tours et l'on observe le mélange par trois des couleurs séparées les unes des autres de 120°. De même pour les six dents. Seulement il faut régler la distance des dents *pendant la rotation du disque et son éclairage*. C'est pourquoi nous avons prévu que les dents pouvaient être mues de telle manière qu'on puisse faire varier un peu leur distance, toujours, bien entendu, de l'extérieur.

Pour augmenter plus encore l'éclairage des disques, nous avons monté plusieurs éclateurs (quatre dans nos expériences) et plusieurs bobines (trois dans nos expériences) avec des tubes sans électrodes, le tout en série dans le même circuit. L'expérience nous a montré que tous ces éclairs étaient simultanés.

En faisant toutes ces manœuvres et tous ces réglages bien simples, on peut faire le mélange d'un nombre, tel qu'on le désire, de couleurs, *sans changer la vitesse du moteur*. Celui-ci peut être un moteur synchrone. Toutefois, si l'on veut pouvoir changer le nombre d'impressions par seconde, il est mieux d'avoir un moteur dont la vitesse est réglable dans un intervalle suffisant.

Bien entendu les disques doivent être bien centrés et divisés en secteurs bien égaux.

SPECTROSCOPIE. — *Potentiels d'excitation des niveaux* $B^3\Pi$ *et* $C^3\Pi$ *de la molécule d'azote.* Note de M. **René Bernard**, présentée par M. Charles Fabry.

1. Le niveau $C^3\Pi$ de la molécule d'azote, niveau d'origine des bandes du second groupe positif $N_2(2P)$, est très facilement excité par bombardement électronique. En réduisant progressivement la vitesse des électrons excitateurs, on constate que l'intensité des bandes $N_2(2P)$ passe par un maximum très aigu vers 16 volts, puis décroît très rapidement pour s'annuler aux environs de 13 volts (I). Par contre les données spectroscopiques récentes permettent de situer $C^3\Pi$ à 11 volts au-dessus du niveau fondamental, ce qui fait apparaître un écart de 2 volts par rapport au résultat précédent.

Cette divergence apparente semble être la conséquence de l'extrapolation utilisée pour obtenir expérimentalement la valeur de 13 volts. La fonction d'excitation des bandes $N_2(2P)$ diminue extrêmement vite au voisinage de 13 volts et les bandes cessent d'être observables, ce qui ne signifie pas que la probabilité d'excitation du niveau correspondant soit devenue rigoureusement nulle.

2. Au cours d'une étude générale des mélanges de gaz monoatomiques et d'azote, j'ai été amené à constater l'extraordinaire facilité avec laquelle s'excite la molécule d'azote en présence des gaz légers : hélium et néon. D'ailleurs cette propriété subsiste même si la vitesse des électrons est trop faible pour exciter un niveau quelconque de l'atome d'hélium ou de néon.

On obtient ainsi sans difficultés les bandes $N_2(2P)$ et $N_2(1P)$ avec des électrons d'énergie respectivement inférieure à 12 et 10 volts. En utilisant un potentiel de 10,5 volts, on excite très fortement les bandes du premier groupe positif, sans la moindre trace des autres systèmes, ce qu'il est impossible d'obtenir avec de l'azote pur.

En somme, la présence d'hélium ou de néon augmente dans des propor-

---

[1] L. et E. Bloch, *Comptes rendus*, 175, 1921, p. 225-227; D. C. Duncan, *Astrophysical Journal*, 62, 1925, p. 147-167; H. Sponer, *Zeits. f. Physik*, 34, 1925, p. 622-633; L. S. Ornstein et G. O. Langstroth, *Proc. Acad. Sc. Amsterdam*, 36, 1933, p. 384-390; O. Thieme, *Zeits. f. Physik*, 78, 1932, p. 412-422; W. Weizel et H. Fischer, *Zeits. f. Physik*, 89, 1934, p. 283-285; N. Thomson et S. E. William, *Proc. Roy. Soc. London*, A, 147, 1934, p. 583-593.

tions considérables, et sans effet sélectif marqué, la probabilité d'excitation des différents niveaux de la molécule d'azote.

3. En me plaçant précisément dans ces conditions expérimentales, j'ai photographié une série de spectres correspondant à des potentiels progressivement décroissants. L'étude photométrique des spectrogrammes m'a permis de construire la courbe de la fonction d'excitation des bandes les plus intenses des trois systèmes $N_2(1P)$, $N_2(2P)$ et N_2^-. Pour obtenir le point origine des courbes, il faut aussi procéder par extrapolation, mais cette méthode devient beaucoup plus sûre, par suite de la connaissance plus précise de la forme des courbes au voisinage de l'origine.

Les courbes relatives à quatre bandes $N_2(2P)$: 4059, 3998, 3755 et 3577 Å, convergent nettement vers 11 volts, tandis que la courbe représentant l'évolution du système $N_2(1P)$ coupe la droite des intensités nulles au voisinage de 7,5 volts. La position de cette droite se trouve déterminée par la valeur bien connue du potentiel d'excitation des bandes du système négatif N_2^-. On est ainsi conduit à attribuer aux niveaux $B^3\Pi$ et $C^3\Pi$ des potentiels d'excitation très voisins de 7,5 et 11 volts. Il est difficile d'estimer la précision obtenue, par suite de l'impossibilité de se fixer une limite inférieure au cours de l'extrapolation. Par contre, on peut sans aucun doute prendre comme limites supérieures les valeurs résultant d'une extrapolation linéaire au voisinage de l'origine, soit 11,2 volts pour $C^3\Pi$ et 7,9 volts pour $B^3\Pi$.

Ces résultats confirment pleinement les données spectroscopiques déduites de l'étude des bandes dites de Végard-Kaplan. La classification de ces bandes, due à Herzberg, trouve ici une première confirmation expérimentale directe.

PHOTOGRAPHIE. — *Remarques sur les plaques sensibilisées au salicylate.* Note [1] de M. **Tien Kiu**, présentée par M. Charles Fabry.

1. J'ai signalé que le traitement des plaques photographiques par des solutions aqueuses de salicylate de sodium augmentait à la fois le contraste et la sensibilité pour les radiations du proche ultraviolet [2]. Ainsi, sur

---

[1] Séance du 18 octobre 1937.

[2] Tien Kiu, *Comptes rendus*, 201, 1935, p. 1348; *Sc. Ind. Phot.*, 2e série, 8, 1937, p. 1.

une plaque Superfulgur traitée par une solution à 10 pour 100 de salicylate, la densité 2,5 peut être obtenue avec un éclairement plus de 2 fois plus petit que sur la plaque non traitée, avec la même durée de pose. Les mêmes propriétés subsistent, mais très atténuées jusque dans le spectre visible ([3]). Mes mesures, faites à l'aide d'un microphotomètre de Fabry et Buisson, n'avaient porté que sur les densités comprises entre 1,5 et 3,5.

Plus récemment, M. Herman et Mlle Bernstein ([4]) ont fait connaître les résultats de nouvelles expériences, dans lesquelles les mesures ont porté au contraire sur des densités inférieures à 2. Ils trouvent que le traitement par le salicylate produit une diminution de la sensibilité dans tout le domaine spectral compris entre 2500 et 6000 Å, et ils pensent pouvoir l'attribuer « soit à la diffusion de la lumière incidente par les cristaux de salicylate (longueurs d'onde supérieures à celles de la bande de fluorescence) ([5]), soit au fait que le rayonnement de fluorescence est également réparti dans toutes les directions (longueurs d'onde inférieures à celles de la bande de fluorescence) ». Et ils concluent : « Dans le spectre visible et dans la région ultraviolette voisine de la bande de fluorescence la comparaison quantitative des résultats obtenus avec les plaques traitées et non traitées fournit bien des rapports d'éclairements effectifs voisins de 1/2 et, par conséquent, en bon accord avec l'interprétation précédente. »

2. J'ai repris l'étude des plaques au salicylate, suivant la même technique que dans mes premières expériences, en faisant porter les mesures sur un intervalle de densité plus grand, de 0,5 à 4, à l'aide d'un microphotomètre de Fabry et Buisson et d'un microphotomètre enregistreur de Moll. Pour les densités élevées, mes anciennes mesures sont confirmées; pour les faibles densités, les résultats diffèrent assez notablement de ceux de M. Herman et Mlle Bernstein. Les courbes de noircissement des plaques traitées et non traitées aboutissent en effet sensiblement au même seuil, dans le cas des longueurs d'onde supérieures à 3341 Å. Mais elles se coupent (au voisinage de la densité 1,3) dans le cas de longueurs d'onde inférieures à 3341 Å. C'est seulement pour ces radiations que se manifeste ainsi une légère désensibilisation dans la région de sous-exposition. La figure ci-dessous montre, à titre d'exemple, les courbes de noircissement à

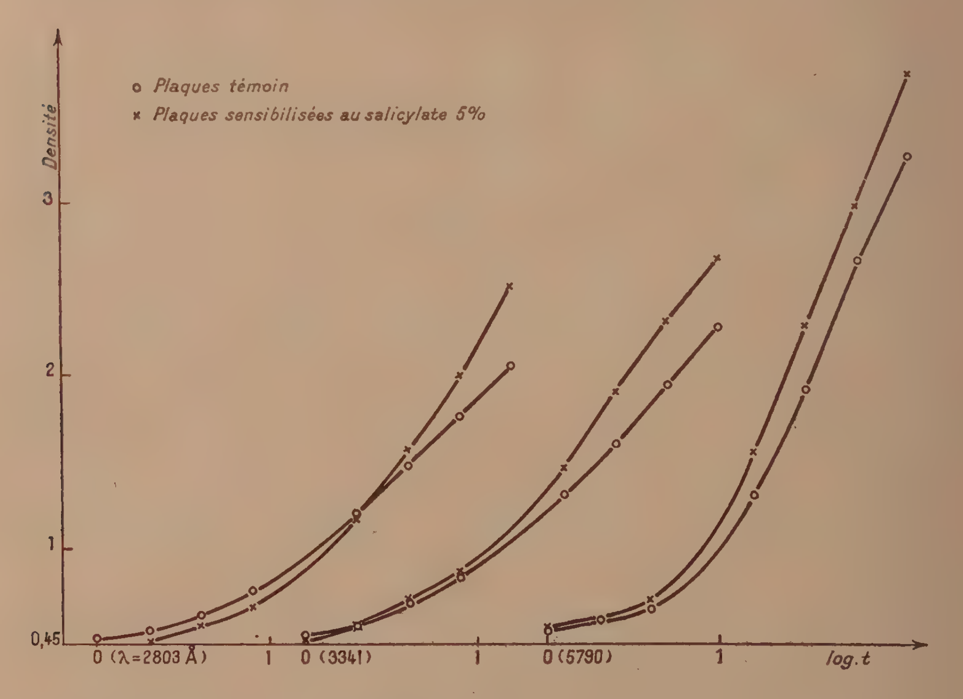
([3]) TIEN KIU, *Comptes rendus*, 203, 1936, p. 1144.

([4]) L. HERMAN et Mlle F. BERNSTEIN, *Comptes rendus*, 204, 1937, p. 1868.

([5]) Il faut comprendre sans doute inférieure à celle de la bande d'absorption.

temps de pose variable, relatives aux raies 2803, 3341 et 5790 Å, pour une plaque Lumière *Superaviachrome* traitée par une solution à 5 pour 100 de salicylate et pour la plaque témoin développée en même temps.

Ces résultats concernent des plaques préparées avec soin et séchées rapidement qui ne présentent ni irrégularité, ni voile exagéré (différence avec la plaque témoin inférieure à 0,05). Comme l'ont remarqué M. Herman et Mlle Bernstein, le traitement par des solutions aqueuses peut donner des résultats irréguliers. Des plaques défectueuses peuvent manifester une désensibilisation plus ou moins marquée.



3. L'explication de la désensibilisation suggérée par M. Herman et Mlle Bernstein soulève des difficultés.

a. Radiations absorbées par le salicylate. — Même si l'on admet que la moitié du rayonnement de fluorescence est perdu pour l'émulsion (c'est un maximum), « l'éclairement effectif » ne peut pas être réduit de moitié, car la plaque est beaucoup plus sensible pour le rayonnement de fluorescence que pour le rayonnement absorbé. On ne peut pas comparer les éclairements produits sur une plaque par des radiations de longueurs d'onde différentes.

La transformation incomplète en rayonnement de fluorescence (le rendement qua-

tique paraissait voisin de 0,7) [6] peut intervenir pour expliquer la désensibilisation dans la région de sous-exposition.

b. Radiations non absorbées. — Une partie importante de la lumière tombant sur une plaque quelconque est toujours diffusée à la surface de l'émulsion et perdue pour celle-ci. La présence de petits cristaux de salicylate peut bien augmenter un peu la proportion de lumière diffusée; mais pas au point de réduire l'éclairement effectif à la moitié de sa valeur. Du reste, pour les radiations non absorbées par le salicylate, je ne trouve pas de désensibilisation.

La légère augmentation de densité pour les grandes longueurs d'onde peut résulter de l'action de l'ion Na^+, car je trouve qu'elle disparaît lorsqu'on utilise des solutions alcooliques au lieu de solutions aqueuses.

CHIMIE MINÉRALE. — *Sur l'isolement de la cémentite* pure *par attaque acide des matériaux ferreux et sur quelques propriétés physiques de ce corps.* Note [1] de MM. **Alexandre Travers** et **Robert Diebold**, présentée par M. Robert Lespieau.

Tous les auteurs [2] qui ont tenté d'isoler la cémentite par attaque acide simple, ou dissolution anodique, en milieu acide, des métaux ferreux, ont donné des analyses très rarement d'accord avec la formule Fe^3C, et correspondant presque toujours à des teneurs en carbone *plus élevées* que le chiffre théorique (6,67).

Par exemple, Westgren [2], qui a donné le premier le diagramme de rayons X de la cémentite, indique C pour 100 6,85, 8,9 et 11,65.

Les chiffres d'Arnold et Read [2] sont aussi plus élevés que 6,67.

La réaction conduit en effet à une décomposition du carbure, accompagnée de mise en liberté de carbone. L'élimination complète de ce carbone est assez délicate. Ruff et Gersten [3] ont proposé de séparer le carbone par flottage dans des liqueurs lourdes. Nous avons réussi à isoler Fe^3C *pur* en

---

(6) P. Dubouloz, Thèse, Lyon, 1933,

(1) Séance du 26 octobre 1937.

(2) Arnold et Read, *J. Chem. Soc.*, 65, 1894, p. 788; Campbell, *Amer. Chem. J.*, 18, 1895, p. 836; Mylius, Foerster et Schoene, *Z. anorg. Chem.*, 13, 1897, p. 38; Westgren et Phragmen, *Z. phys. Chem.*, 161, 1927, p. 1; Maurer et Hartmann, *Z. anorg. Chem.*, 161, 1927, p. 287; Mittasch et Kuss, *Z. Electroch.*, 34, 1928, p. 165.

(3) Ruff et Gersten, *Ber. d. chem. Ges.*, 45, 1912, p. 65.

nous inspirant d'une méthode analogue; la matière première était une fonte blanche extra pure à 3,4 pour 100 de C, ne renfermant que des traces de Mn, et 0,3 Si.

Le résidu dense obtenu dans l'attaque était lavé plusieurs fois à l'alcool dans un bécher très haut, puis traité par le trichloréthylène ($d = 1,47$) fraîchement distillé; on terminait par un lavage à l'alcool pour éliminer le précédent solvant, et enfin lavage à l'éther anhydre, suivi du séchage dans un courant d'azote.

Le produit obtenu se présente sous la forme de grains très fins, onctueux au toucher, *friables*. Le carbure préparé par attaque anodique (méthode d'Arnold et Read) présente une légère irisation jaune paille tandis que le carbure isolé dans l'attaque acétique ($CH^3CO^2H, N^{/1}$) est gris d'acier. Peut-être se produit-il une légère oxydation dans l'attaque anodique. L'analyse donne le chiffre théorique de fer, et fixe le carbone à 6,6, avec une erreur relative de 1 pour 100 environ. La combustion au four électrique est faite sous une légère pression d'oxygène, on mesure le *volume* de CO^2 dégagé (appareil de Ströhlein).

Étude de quelques propriétés physiques du carbure Fe^3C *pur.* — 1° *Point de Curie.* — M. Chevallier a bien voulu déterminer le point de Curie de cette cémentite.

Alors que les déterminations données dans la littérature, faites sur des échantillons impurs accusaient des divergences notables [Wologdine (4) indique 180°; Honda et Takagi, Ishiwara, Honda et Murakani, Lehrer, les Établissements Schneider, Mittasch et Kuss 215°; Tamman et Ewig, Smith 210°], les valeurs trouvées sur nos préparations ont donné *exactement* 210°, valeur qui concorde tout à fait avec la température de l'anomalie de dilatation signalée par M. Chevenard (5), et avec la discontinuité dans les mesures calorimétriques, reconnu par Wever (6).

---

(4) WOLOGDINE, *Comptes rendus*, 148, 1903, p. 776; *Les Établissements Schneider*, 6e *Kongr. Intern. Verb. Material*, 1912; SMITH, *Proc. Phys. Soc.*, 25, 1912-1913, p. 77; HONDA et TAKAGI, *Sc. Rep. Tohoku*, 14, 1915, p. 161; HONDA et MURAKANI, *ibid.*, 16, 1917, p. 25; ISHIWARA, *ibid.*, 19, 1920, p. 405; TAMMAN et EWIG, *Z. anorg. Chem.*, 167, 1927, p. 390; LEHRER, *Z. techn. Phys.*, 9, 1928, p. 142; MITTASCH et KUSS, *Z. Electroch.*, 34, 1928, p. 165.

(5) CHEVENARD, *Comptes rendus*, 164, 1917, p. 1005.

(6) WEVER, MITT et K. WILH, *Inst. Eisenforsch.*, 4, 1922, p. 69.

2. *Spectre de rayons X.* — Le spectre de rayons X, très net, a été déterminé par M. Fournier. Nous le donnons ci-dessous.

Carbure I s/Fe



Tension, 25 Kv; intensité, 10 millia.; pose, 1 heure; anticathode Fe, $K\alpha$; $\lambda = 1,923$.

3. *Potentiel électrolytique de* Fe^3C. — La détermination du potentiel vrai de dissolution de Fe^3C pur, présente un très grand intérêt dans l'étude du phénomène de corrosion acide.

Nous avions indiqué qu'on trouvait dans la thèse de M. J. Aubert (1933) une mesure approximative faite sur des échantillons de carbure impur en *poudre,* renfermant du C libre. Ces mesures avaient été faites par la méthode du panier de platine, décrite à cette date.

Pour répondre à une objection de M. Evans, nous avons constitué, avec la poudre de carbure pur une électrode *massive*, à la presse hydraulique. Les mesures ont été faites *dans l'azote rigoureusement désoxygéné.*

Le potentiel, mesuré par rapport à l'électrode au calomel (KCl saturé), est voisin de $-0,320$ volt, pour $pH = 2,3$; il baisse ensuite jusqu'à $-0,500$ volt en milieu de pH voisin de 7(7,3). Il y a donc *augmentation d'activité en milieu neutre* et au contraire *diminution en milieu acide, exactement comme pour le fer.*

La cémentite est bien positive par rapport au fer, et le couple Fe^3C, Fe atteint 0,230 volt, en milieu neutre, à 18°.

Lorsque le pH croît au delà de 7,5, le potentiel remonte; nous n'avons pu expliquer ce phénomène.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Action des dérivés organomagnésiens mixtes sur quelques amides aromatiques hydroxylées ou alcoxylées*. Note de M. **Paul Couturier**, présentée par M. Marcel Delépine.

Nous avons signalé (1) que l'action du bromure de magnésium-éthyle sur certaines N-diéthylamides aromatiques hydroxylées donne naissance aux cétones attendues avec des rendements très variables selon la nature, le nombre et la position des substituants sur le noyau des diéthylamides utilisées. C'est ainsi que la diéthylamide orthohydroxybenzoïque (salicylique) donne la cétone correspondante (orthohydroxypropiophénone) avec un rendement excellent tandis que l'isomère para ne donne que 5 pour 100 de cétone dans les mêmes conditions; la diéthylamide 3.4-dihydroxybenzoïque ne réagit pas.

Nous avons alors étudié, à titre de comparaison, l'action du bromure de magnésium-éthyle sur la diéthylamide possédant à la fois un hydroxyle en position ortho et un en para (diéthylamide β résorcylique, F. 142°). Nous avons préparé cette amide en saponifiant par la soude étendue la diéthylamide 2.4-diacétoxybenzoïque (F. 79°) obtenue elle-même à partir du chlorure d'acide correspondant et de la diéthylamine.

Cette amide traitée par cinq molécules de bromure de magnésium-éthyle dans le benzène bouillant ne nous a donné que 10 pour 100 de 2.4-dihydroxypropiophénone; le reste de l'amide se retrouve inaltéré après hydrolyse du complexe organomagnésien. Dans les mêmes conditions, la diéthylamide orthohydroxylée donnait 82 pour 100 de cétone et l'isomère para 5 pour 100.

La réactivité du groupement diéthylamide vis-à-vis des dérivés organomagnésiens est donc favorisée par la présence en ortho d'un groupement hydroxylé et très amoindrie si l'hydroxyle est en para.

Pour tenter d'obtenir cependant les cétones possédant des groupements hydroxylés en position méta et para, nous avons essayé de préparer leurs dérivés méthylés à l'oxygène avec l'intention de les déméthyler ensuite.

Nous avons condensé le bromure de magnésium-éthyle dans le benzène bouillant avec les diéthylamides ortho (Éb. 170° sous 17mm) et paraméthoxybenzoïques, 3.4-diméthoxybenzoïque et 3.4.5-triméthoxyben-

(1) *Comptes rendus*, **202**, 1936, p. 1994.

zoïque. Dans tous les cas, nous avons obtenu les cétones attendues : mono-, di-, et triméthoxypropiophénones avec des rendements de l'ordre de 60 à 80 pour 100. Cette méthode constitue donc un bon procédé pour préparer ces cétones exemptes d'isomères.

D'autre part, nous avions indiqué dans notre Note précédente que la N-diéthylamide *p*-méthoxybenzoïque (anisique) fournissait, outre la cétone, un produit basique (picrate F. 115° décomposé), avec un rendement de 15 pour 100. C'est le 3(*p*-méthoxyphényl)-3-diéthylaminopentane qui, en solution chlorhydrique, perdait une molécule de diéthylamine en donnant un composé éthylénique. Ce composé éthylénique est le 3(*p*-méthoxyphényl) pentène 2-3 qui s'est formé selon l'équation.

$$(C^2H^5)^2N - C(C^2H^5)^2 - C^6H^4 - OCH^3$$
$$\rightarrow CH^3 - CH = C(C^2H^5) - C^6H^4 - OCH^3 + (C^2H^5)^2NH.$$

L'isomère orthométhoxylé donne aussi une petite quantité de produit basique.

Nous avons également fait agir sur la diéthylamide paraméthoxybenzoïque le bromure de magnésium-phényle.

Dans ce cas, nous n'avons pas trouvé de cétone, mais, à côté d'une assez forte proportion d'amide inaltérée, nous avons obtenu une base (Eb. 117° sous 3^{mm}) avec 25 pour 100 de rendement. C'est le *p*-méthoxyphényldiphényl-diéthylaminométhane. Cette base, comme la précédente, est très instable en solution acide même diluée et se décompose entièrement à froid, en quelques jours en *p*-méthoxyphényldiphényl-carbinol et diéthylamine :

$$(C^2H^5)^2N - C = (C^6H^5)^2 - C^6H^4 - OCH^3 + H^2O$$
$$\rightarrow (C^2H^5)^2NH + HO - C(C^6H^5)^2 - C^6H^4 - OCH^3.$$

Elle s'est formée et se décompose selon des processus identiques à ceux de formation et de décomposition de la base obtenue par Busch [2] citée dans notre Note précédente [1].

Enfin, étant donné que les amides simples donnent aussi naissance à des cétones [3], mais cette fois exemptes de bases, nous avons essayé de condenser le bromure de magnésium-éthyle respectivement avec les amides simples *p*-méthoxybenzoïque et 3.4.5-triméthoxybenzoïque afin d'obtenir de façon plus simple les cétones alcoxylées. Nous avons effectué la conden-

[2] *Ber. dtsch. chem. Ges.*, 43 (II), 1910, p. 2553.

[3] Béis, *Comptes rendus*, 137, 1903, p. 575.

sation dans le benzène bouillant. Après hydrolyse du complexe par la glace et le chlorure d'ammonium, nous avons trouvé dans les solutions benzéniques les cétones attendues : mono- et tri-méthoxypropiophénones mélangées avec une forte proportion de leurs imines respectives.

Le rendement est excellent (70 pour 100) et l'on récupère le reste de l'amide inaltérée.

Ces imines sont assez stables et peuvent être séparées des cétones au moyen de l'acide chlorhydrique dilué puis précipitées aussitôt par la soude. Elles fondent respectivement à 45° et 48°; elles se décomposent rapidement en solution chlorhydrique en libérant de la cétone; en tube fermé, elles dégagent spontanément de l'ammoniac, probablement avec formation de cétisocétimines [4].

La déshydratation des amides par les dérivés organomagnésiens mixtes a été signalée en série grasse à propos des acétamides trisubstituées par Mme Ramart, Mlle Laclôtre et M. Anagnostopoulos [5]. Ces amides fournissent alors, selon les cas, le nitrile, l'imine ou la cétone correspondante.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Action réductrice des benzylates alcalins sur les aldéhydes hydratropiques et α-alcoylcinnamiques.* Note de M. **Pierre Mastagli**, présentée par M. Marcel Delépine.

Étudiant, en collaboration avec MM. L. Palfray et S. Sabetay [1], l'action des benzylates alcalins sur divers aldéhydes cycliques ou acycliques, aldolisables ou non, nous avons constaté qu'il y avait hydrogénation non seulement du carbonyle, mais encore de la liaison éthénique qui pouvait se trouver en position α, β.

Nous avons donc pensé que, dans le cas d'un aldéhyde non éthénique, on devrait pouvoir mettre en évidence un dégagement d'hydrogène et que, dans le cas d'un aldéhyde éthénique, on devrait pouvoir maîtriser la réaction et obtenir, à volonté, soit l'alcool éthénique, soit l'alcool saturé.

I. Tout d'abord, si l'on chauffe à l'ébullition de la potasse benzylique 2N, on n'observe aucun dégagement gazeux. Mais, si on laisse alors tomber sur cette potasse une goutte d'aldéhyde non éthénique, par exemple aldé-

---

[4] Moureu et Mignonac, *Comptes rendus*, **158**, 1914, p. 1395; **159**, 1914, p. 149.

[5] *Comptes rendus*, **185**, 1927, p. 282.

[1] *Comptes rendus*, **203**, 1936, p. 1523.

hyde hydratropique ou *p*-méthylhydratropique, il se fait un vif dégagement d'hydrogène, qui se renouvelle à chaque goutte ajoutée. Nous avons fait un essai d'ordre qualitatif sur 1/10e de molécule. Sur 200^g de potasse benzylique bouillante, nous avons fait tomber, goutte à goutte, 15^g d'aldéhyde *p*-méthylhydratropique. Au bout de 2 heures, l'addition était terminée. On a recueilli 320^cm³ d'hydrogène et l'on a isolé 12^g d'alcool *p*-méthylhydratropique, outre l'alcool benzylique et l'acide benzoïque, comme d'ordinaire.

On peut expliquer ces résultats en supposant qu'il y a eu d'abord échange fonctionnel

$$(a)\quad CH^3-C^6H^4-CH(CH^3)-CHO+C^6H^5-CH^2OH \xrightarrow{KOH} CH^3-C^6H^4-CH(CH^3)-CH^2OH+C^6H^5-CHO.$$

L'aldéhyde benzoïque formé réagit alors dans deux directions différentes, (*b*) la réaction de Cannizzaro pure et simple, (*c*) la transformation en acide benzoïque, avec libération d'hydrogène [2]

$$(b)\quad 2C^6H^5-CHO+KOH \rightarrow C^6H^5-CH^2OH+C^6H^5-COOK.$$

$$(c)\quad C^6H^5-CHO+KOH \rightarrow C^6H^5-COOK+H^2.$$

L'étude quantitative de la réaction sera faite ultérieurement. Quant à présent, les alcools hydratropique et *p*-méthylhydratropique, préparés par cette voie, présentent les constantes suivantes :

				Allophanate.
Alc. hydratropique [3]......	$E_{18}=116°$	$d_4^{16}=1,0070$	$n_D^{17,5}=1,5265$	F.175°
Alc. *p*-méthylhydratropique.	$E_{17}=124°$	$d_4^{24}=0,9865$	$n_D^{24}=1,5191$	F.157°

II. Ce dégagement d'hydrogène libre nous explique pourquoi on avait obtenu des dérivés saturés quand on traitait les aldéhydes α, β éthéniques par la potasse benzylique, même à 100° [4]. Serait-il possible d'empêcher ce dégagement d'hydrogène dû à la réaction (*c*)? A l'ébullition, la soude

---

(2) MM. Delépine et Horeau (*Bull. Soc. Chim.*, 4, 1937, p. 1529) ont déjà invoqué un mécanisme analogue pour rendre compte de l'hydrogénation du galactose par le platine, en présence de soude. Nos résultats sont en pleine concordance avec les leurs.

(3) L'alcool hydratropique a été préparé autrement par M. Tiffeneau (*Ann. Chim. Phys.*, 8e série, 10, 1908, p. 352), qui a trouvé comme constantes $E_{14}=113$-$114°$, $d^0=1,017$. Sur l'alcool *p*-méthylhydratropique, rien, à notre connaissance, n'a encore été publié.

(4) *Comptes rendus*, *loc. cit.*, p. 1524.

benzylique, essayée dans cette vue, nous a donné les mêmes résultats que la potasse. Au contraire, à 100°, elle se comporte comme moins réductrice, n'attaque aucunement la double liaison α, β et donne l'alcool éthénique avec d'excellents rendements.

Nous exposerons avec quelque détail l'exemple de l'aldéhyde α-éthylcinnamique, puis, dans un tableau d'ensemble, nous grouperons les constantes des alcools α-alcoylcinnamiques, préparés par cette méthode, et dont plusieurs sont nouveaux.

20g d'aldéhyde α-éthylcinnamique sont mélangés avec 200g d'alcool benzylique. On ajoute 20g de NaOH en pastilles. On chauffe sur bain-marie durant 12 heures, tout en agitant mécaniquement. La pâte rougeâtre qui s'est formée est reprise par l'eau. Il se sépare une couche huileuse qu'on épuise à l'éther. On sèche sur SO^4NO^2 et distille. L'alcool benzylique passe d'abord, après quoi on isole l'alcool α-éthylcinnamique. Dans la couche aqueuse, on ne trouve que du benzoate de sodium. Le rendement est de 18g d'alcool, soit 90 pour 100.

Nous devons rappeler, à ce propos, que les alcools α-éthyl et α-amylcinnamiques ont déjà été préparés par Bogert et Powell d'une part (5), puis par Michelet (6), suivant une méthode assez différente, celle de Meerwein et Schmidt (7), mais avec des rendements de l'ordre de 50 pour 100 pour Bogert et Powell, de 27 pour 100 pour Michelet dans le cas de l'alcool éthylcinnamique. En outre, les constantes données sont incomplètes, alors que tous nos alcools ont été régénérés de leur allophanate dûment purifié.

Alcools.	E.	d.		Rd calc.	Rd tr.	Allophanate.
α-Éthylcinn.	$E_{13} = 134°$	$d_4^{24} = 1,0030$	$n_D^{20} = 1,5430$	50,15	50,89	F = 147°
α-n-Butyl	$E_{15} = 155$	$d_4^{21} = 0,9628$	$n_D^{22} = 1,5230$	59,68	60,28	F = 155
α-Pentyl-(n-amyl)	$E_{12} = 162$	$d_4^{19} = 0,9549$	$n_D^{17,6} = 1,5249$	64,24	65,40	F = 160
α-Hexyl	$E_{13} = 176$	$d_4^{22} = 0,9335$	$n_D^{22} = 1,5095$	68,85	69,76	F = 142
α-Octyl	$E_{13} = 198$	$d_4^{23} = 0,9265$	$n_D^{21} = 1,5071$	78,16	79,03	F = 138
α-Nonyl	$E_{17} = 212$	$d_4^{22} = 0,9199$	$n_D^{23} = 1,5017$	82,77	83,33	F = 132
α-Nonylényl	$E_{17} = 212$	$d_4^{24,5} = 0,9270$	$n_D^{23} = 1,5082$	82,30	82,99	F = 127
α-Décyl (F. 42°)	$E_{15} = 221$	—	—	—	—	F = 137

La méthode est facile. Les rendements sont généralement très bons. Et

(5) M. Bogert et C. Powell, *J. Am. Chem. Soc.*, **53**, 1931, p. 1605.

(6) R. Michelet, *Thèse*, Lyon, 1932, p. 125.

(7) H. Meerwein et R. Schmidt, *Ann. Chem.*, **444**, 1925, p. 221.

il suffit de passer de la température de 100° à celle de 200° pour obtenir, à volonté, les alcools α-alcoylcinnamiques ou les alcools saturés correspondants.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur quelques réactions de l'isoprène et du diméthylbutadiène.* Note de MM. **Georges Dupont** et **Charles Paquot**, présentée par M. Robert Lespieau.

L'isoprène utilisé ici a été obtenu par dépolymérisation du limonène. Le meilleur rendement (22 pour 100) a été donné par le passage des vapeurs du carbure à 450° sur de la ponce platinée. Le diméthylbutadiène a été obtenu par déshydratation de la pinacone anhydre à l'aide de SO^4KH (rendement 51 pour 100) (¹).

Hydrogénation catalytique à l'aide du nickel. — Il a été montré (²) que sur le myrcène, la fixation de deux atomes d'hydrogène par catalyse à l'aide du nickel de Raney se faisait, partiellement en 1-4 sur les doubles liaisons conjuguées, partiellement en 1-2 sur la double liaison primaire-secondaire.

Il était intéressant de voir comment, vis-à-vis du même catalyseur, se comportent les diènes conjugués à carbones tertiaires les plus simples, l'isoprène et le méthylbutadiène.

La nature des produits d'hydrogénation peut être aisément déterminée par l'étude de leurs spectres Raman. Les fréquences correspondant aux doubles liaisons sont en effet

Isoprène	1640 (³)	Diméthylbutadiène	1625 (⁶)
Méthylbutène 1	1651 (⁴)	Diméthylbutène 1	(vers 1651)
Méthylbutène 2	1679 (⁴)	Diméthylbutène 2	1676 (⁴)
Méthylbutène 3	1641 (⁵)		

L'hydrogénation a été conduite dans les deux cas par agitation d'une

(¹) *Chem. Centr.*, 2, 1912, p. 1874.
(²) G. Dupont et V. Desreux, *Comptes rendus*, 203, 1936, p. 733.
(³) Bourguel, *Bull. Soc. Chim.*, 53, 1933, p. 471.
(⁴) Piaux, *Thèse*, Paris, 1935.
(⁵) Mlle Gredy, *Bull. Soc. Chim.*, 2, 1935, p. 1955.
(⁶) Dadieu et Kohlrausch, *Ber. deuts. chem. Ges.*, 63, 1930, p. 1664.

solution alcoolique du carbure, en présence de quelques centièmes de catalyseur, dans une atmosphère d'hydrogène vers 0°. Le produit d'hydrogénation était séparé ensuite de l'alcool par lavage puis séchage et rectification.

Avec l'*isoprène*, l'hydrogénation, arrêtée après fixation de deux atomes d'hydrogène donne, un produit dans le spectre duquel on ne relève que les raies 1651 et 1679 d'intensités sensiblement égales. L'isoprène a donc disparu pour donner un mélange de méthylbutènes 1 et 2 exempt de méthylbutène 3. La proportion des deux constituants est donnée par l'hydrogénation complète qui, avec le nickel de Raney, s'arrête après l'absorption de trois atomes d'hydrogène; le spectre du produit ainsi obtenu ne possédait plus que la raie 1679; le méthylbutène 1 a seul été hydrogéné à fond; sa proportion dans le mélange était donc voisine de 50 pour 100.

Avec le *diméthylbutadiène* la même méthode montre que la fixation de deux atomes d'hydrogène conduit à un mélange de 63 pour 100 de diméthylbutène 1 (raie de fréquence 1651) et de 37 pour 100 de diméthylbutène 2 (raie de fréquence 1676 cm^{-1}).

En résumé donc, ici comme dans le cas du myrcène, l'hydrogénation catalytique par le nickel de Raney se fait, sur les doubles liaisons conjuguées, partiellement en 1-4, partiellement en 1-2 (sur la double liaison primaire-secondaire dans le cas de l'isoprène).

Condensation avec le dibenzoylacétylène. — Diels ([7]) a montré que les corps précédant une triple liaison activée étaient susceptibles de se condenser avec les corps à doubles liaisons conjuguées pour donner naissance à des dérivés du cyclohexadiène. Mais les réactifs à triple liaison activée utilisés jusqu'à ce jour sont encore en très petit nombre et leur obtention est assez délicate. L'emploi, à ce point de vue, du dibenzoylacétylène $C^6H^5-CO-C\equiv C-CO-C^6H^5$ nous a paru particulièrement intéressant à étudier en raison de la simplicité de préparation de ce corps ([8]) et des produits qu'il est susceptible de fournir.

Avec l'*isoprène* la condensation se produit par chauffage en tube scellé pendant 3 heures à 120-130°. On obtient, avec un rendement de 75 pour 100, un corps fondant à 58-59° qui, par son analyse, correspond parfaitement au dibenzoyl 1.2-méthyl, 4 cyclohexadiène 1.4 (I).

([7]) *Lieb. Ann.*, **490**, 1931, p. 236.

([8]) G. Dupont, *Bull. Soc. Chim.*, **15**, 1914, p. 605.

Avec le *diméthylbutadiène*, on obtient également, avec un rendement voisin de 75 pour 100, un corps fondant à 106-107° dont l'analyse correspond au dibenzoyl 1.2-diméthyl 4.5-cyclohexadiène 1.4 (II).

```
           CH²                                      CH²
H³C—C ╱         ╲ C—CO—C⁶H⁵          CH³—C ╱         ╲ C—CO—C⁶H⁵
    ║             ║                          ║             ║
  HC  ╲         ╱ C—CO—C⁶H⁵          CH³—C  ╲         ╱ C—CO—C⁶H⁵
           CH²                                      CH²
           (I).                                     (II).
```

Le dibenzoylacétylène paraît donc être un réactif de valeur pour les corps à doubles liaisons conjuguées, et son emploi conduira, on peut l'espérer, à des synthèses intéressantes.

OPTIQUE CRISTALLINE. — *Sur la biréfringence par compression du quartz et sa dispersion dans l'ultraviolet.* Note de MM. **Georges Bruhat** et **André Blanc-Lapierre**, présentée par M. Aimé Cotton.

Nous avons mesuré la biréfringence par compression du quartz cristallisé pour différentes directions des rayons lumineux et de la compression. La compression était réalisée au moyen de la presse déjà employée par G. Bruhat et J. Thouvenin [1]; l'analyse des vibrations elliptiques était faite par l'analyseur photoélectrique de Bruhat et Guinier, avec, pour le début de l'ultraviolet, un compensateur quart d'onde en mica nu et, pour les radiations de plus courte longueur d'onde, le quart d'onde en quartz composé de Bruhat et Weil. Les radiations employées ont été les radiations de l'arc au mercure, séparées par un monochromateur double de Jobin et Yvon, de 4358 à 2537 angströms. Les mesures ont été complétées par des mesures visuelles faites pour la raie $\lambda = 5461$ Å. Les erreurs les plus importantes sont celles qui peuvent provenir d'une inégale répartition des pressions dans le bloc de quartz étudié : nous pensons qu'aucun des nombres que nous donnons ne comporte d'erreur supérieure à 2 pour 100.

a. Propagation suivant l'axe optique, compression normale à l'axe optique. Nous avons d'abord fait une série de mesures suivant la méthode employée par Bruhat et Thouvenin, en comprimant un ensemble de deux lames de quartz, l'une droite et l'autre gauche. L'analyseur photo-

---

(1) *Comptes rendus*, **193**, 1931, p. 843.

électrique permettant le pointé de vibrations elliptiques assez renflées, nous avons fait une autre série de mesures en employant une seule lame : nous cherchons pour quelle position P_0 du polariseur la vibration transformée par l'action simultanée du pouvoir rotatoire et de la biréfringence est rectiligne, nous tournons le polariseur de 45° à partir de P_0, et nous déterminons l'ellipticité ψ_m de la vibration elliptique qu'on obtient alors. Un calcul identique à celui de Bruhat et Thouvenin permet d'en déduire la biréfringence φ.

Nous avons employé à ces mesures diverses lames orientées différemment par rapport aux axes électriques du quartz : nous avons ainsi vérifié que, conformément à la théorie de Pockels, la biréfringence est indépendante de la direction de la compression dans le plan normal à l'axe optique.

b. Propagation normale à l'axe optique et à l'axe électrique; compression suivant l'axe optique. — Les lames parallèles à l'axe, d'épaisseur environ 5^{mm}, employées dans ce cas ont une biréfringence naturelle considérable qui peut varier de plusieurs dizaines de degrés dans l'intervalle de longueurs d'onde sur lequel s'étendent en réalité certains des groupes de raies isolées par le monochromateur. Il est absolument nécessaire de la compenser par l'action d'une lame identique, non soumise à la compression, et orientée à 90° de la lame comprimée. La biréfringence de déformation s'obtient simplement en retranchant de la biréfringence observée avec compression de l'une des lames la faible biréfringence (de l'ordre du degré) de l'ensemble des deux lames non comprimées.

c. Propagation normale à l'axe optique et à l'axe électrique, compression suivant l'axe électrique. — Les mesures sont faites comme dans le cas précédent.

Résultats. — Le Tableau suivant donne, dans les trois cas *a*, *b*, *c*, les valeurs obtenues pour la biréfringence Φ en degrés que prendrait une lame de 1^{cm} d'épaisseur soumise à une pression de $1\ kg/cm^2$:

	λ....	2540.	2805.	2969.	3131.	3344.	3656.	4055.	4358.	5461.
Φ	*a*...	4,04	3,40	3,05	2,85	2,66	2,41	2,18	2,00	1,57
Φ	*b*...	5,74	–	–	4,07	–	3,46	–	–	2,14
Φ	*c*...	5,52	–	–	4,08	–	3,45	–	–	2,09
	k_a.....	0,985	0,965	0,93	0,935	0,95	0,97	0,99	0,99	1

La biréfringence est d'environ 30 pour 100 plus faible pour le cas *a* que pour les deux autres; elle paraît un peu plus forte dans le cas *b* que dans le

cas c, la différence, de l'ordre de 2 pour 100, étant à la limite des erreurs d'expérience.

Dans le cas a, nous avons comparé la dispersion obtenue à celle que donnerait, à partir de la dispersion de l'indice ordinaire n_0, la formule de Havelock, en calculant pour chaque longueur d'onde la constante de Havelock, $k_a = \lambda \Phi n_0/(n_0^2 - 1)^2$. Les nombres obtenus figurent à la dernière ligne du tableau précédent : la formule de Havelock ne représente la dispersion qu'en première approximation, l'écart minimum étant de l'ordre de 6 pour 100.

PHYSIQUE DU GLOBE. — *Coefficients d'absorption et température moyenne de l'ozone atmosphérique*. Note de MM. **Georges Déjardin**, **Albert Arnulf** et **Démètre Cavassilas**, présentée par M. Charles Fabry.

Au cours d'un séjour à Tête-Rousse (Massif du Mont-Blanc, altitude 3167^m^), le 19 juillet 1936, nous avons photographié le spectre du Soleil à différentes heures de la journée, connues à quelques secondes près. Le spectrographe utilisé, installé sur un support réglable, était braqué directement sur le Soleil. Cet appareil, à optique de quartz, avait été construit spécialement en vue de l'élimination aussi complète que possible de la lumière diffuse, afin de pouvoir étudier dans de bonnes conditions l'extrémité ultraviolette du spectre solaire. Les spectres étaient enregistrés sur deux plaques convenablement choisies (*Anécra Guilleminot* pour l'ultraviolet et *Ilford Soft Gradation* pour le spectre visible), placées côte à côte dans le même châssis. Sur les spectrogrammes la dispersion varie de 7 Å par millimètre (3200 Å) à 45 Å par millimètre (6000 Å). Un dispositif approprié permettait de placer devant la fente (largeur : 5 microns) des écrans de quartz platiné dont la transmission spectrale a fait l'objet d'une étude ultérieure très complète [1]. Les spectres correspondant à la même durée de pose (20 secondes) et à différentes masses d'air traversées par les rayons solaires (calculées à partir des heures d'observation) ont été étudiés par les procédés classiques de la photométrie photographique, afin d'obtenir, pour chaque longueur d'onde, la densité optique de l'atmosphère. Par suite de circonstances défavorables (vent violent du Sud chassant des poussières et des cristaux de neige), les valeurs relatives aux

[1] G. Déjardin et D. Cavassilas, *Journal de Physique*, 7e série, **8**, 1937, p. 45-46 S.

diverses masses d'air (comprises entre 1,23 et 5,71, la masse d'air correspondant au zénith du lieu étant prise pour unité) ne sont pas directement comparables entre elles, à cause de l'absorption variable d'une heure à l'autre, mais non sélective, s'ajoutant à la diffusion moléculaire et à l'absorption de l'ozone. Toutefois, pour chaque masse d'air considérée séparément, nous avons pu construire la courbe représentant les variations de la densité optique de l'atmosphère avec la longueur d'onde. Lorsqu'on les rapporte à une masse d'air égale à l'unité, les courbes ainsi obtenues sont à peu près superposables par simple translation.

Les résultats exposés dans la présente Note concernent l'intervalle spectral 3326-3135 Å. Dans cette région nous avons admis, conformément aux observations de Vassy ([2]), que les maxima d'absorption de l'ozone ne sont pas influencés par la température. Nous avons donc considéré seulement les principaux maxima des courbes d'absorption atmosphérique pour déterminer, par une méthode graphique, l'épaisseur totale de l'ozone suivant la verticale, qui a été trouvée égale à $0,290^{cm}$ (réduite aux conditions normales de pression et de température), avec une approximation de l'ordre de 5 pour 100. Au cours de cette étude, nous avons adopté les valeurs du coefficient d'absorption de l'ozone trouvées par Ny Tsi-Ze et Choong Shin-Piaw ([3]), à l'aide d'un spectrographe à peu près aussi dispersif que le nôtre. D'autre part, pour calculer la fraction de l'absorption totale due à la diffusion moléculaire, nous avons utilisé la formule théorique établie par Cabannes et Dufay ([4]). Conformément à nos mesures portant sur les autres régions spectrales, qui seront publiées ultérieurement, nous avons admis pour n (nombre de molécules par centimètre cube, dans les conditions normales) la valeur $2,90.10^{19}$ ([5]).

Une fois connue l'épaisseur réduite, nous avons pu déduire de nos mesures les valeurs du coefficient d'absorption de l'ozone atmosphérique pour les principaux maxima et minima d'absorption, et les comparer aux

---

([2]) E. Vassy, *Thèse de Doctorat*, Paris, 1937, p. 19.

([3]) Ny Tsi-Ze et Choong Shin-Piaw, *Chinese Journal of Physics*, **1**, 1932-1933, p. 21-33.

([4]) J. Cabannes et J. Dufay, *Journal de Physique*, 6e série, **7**, 1926, p. 257-274.

([5]) Les résultats définitifs seraient très peu modifiés si l'on calculait la part de la diffusion moléculaire à partir de la loi de variation trouvée expérimentalement par A. Arnulf, D. Barbier, D. Chalonge et R. Canavaggia (*Journal des Observateurs*, **19**, 1936, p. 149), c'est-à-dire par la formule $0,0289\,\lambda^{-4}$ (λ exprimée en microns), en admettant $51^{cm},5$ de mercure pour la pression atmosphérique à Tête-Rousse.

valeurs obtenues à la température ordinaire, au laboratoire, par Ny Tsi-Ze et Choong Shin-Piaw. Quelques résultats sont rassemblés dans le tableau suivant :

λ.	Coeff. d'absorption. Labor.	Coeff. d'absorption. Atm.	λ.	Coeff. d'absorption. Labor.	Coeff. d'absorption. Atm.
3312	0,122	0,126	3200	0,420	0,441
3299	0,060	0,057	3190	0,356	0,312
3279	0,181	0,190	3176	0,595	0,566
3268	0,105	0,073	3167	0,535	0,492
3248	0,240	0,238	3154	0,75	0,75
3239	0,163	0,115	3151	0,71	0,60
3220,5	0,336	0,345	3135	0,98	0,98
3216	0,240	0,198			

Les minima d'absorption sont donc nettement plus accusés dans l'ozone atmosphérique, conformément aux mesures antérieures de Barbier, Chalonge et Vassy ([6]) sur les spectres stellaires, de Dufay ([7]) sur le spectre du ciel au zénith, et aux observations qualitatives de Lambert, Déjardin et Chalonge ([8]) sur le spectre du rayonnement direct du Soleil.

Pour calculer la température moyenne de l'ozone atmosphérique, nous avons retenu seulement les valeurs relatives aux principaux minima compris entre 3268 et 3167 Å. Nous avons admis qu'entre + 20° C. et — 80° C. les coefficients d'absorption de ces minima diminuent, en fonction de la température, suivant une loi linéaire ([9]). Enfin, pour les rapports des coefficients d'absorption à — 80° et à + 20°, nous avons adopté les valeurs obtenues par Vassy avec son spectrographe le plus dispersif ([9]). La température moyenne ainsi calculée est voisine de — 35° C.

Nous avons repris la même étude en utilisant les coefficients d'absorption de l'ozone mesurés au laboratoire par J. et M. Dutheil ([10]). Les résultats obtenus sont tout à fait analogues aux précédents, mais conduisent à une température moyenne un peu plus basse, voisine de — 45° C.

([6]) D. Barbier, D. Chalonge et E. Vassy, *Revue d'Optique*, **14**, 1935, p. 425-435.

([7]) J. Dufay, *Comptes rendus*, **203**, 1936, p. 383-386.

([8]) G. Déjardin, *Journal de Physique*, 7e série, **7**, 1936, p. 159-160 S.

([9]) E. Vassy, *op. cit.*, p. 24.

([10]) J. et M. Dutheil, *Journal de Physique*, 6e série, **7**, 1926, p. 314-316.

ÉLECTRICITÉ ATMOSPHÉRIQUE. — *Sur les décharges orageuses dans la haute atmosphère.* Note de M. **David Malan**, présentée par M. Ch. Fabry.

Pendant les orages, trois genres d'éclairs sont aisément observables, soit dans le nuage même, soit entre le nuage et le sol, soit entre le nuage et des nuages environnants. Un quatrième genre de décharge a été observé par Boys [1] en 1876 quand il a vu des éclairs de très faible intensité partir du sommet d'un nuage et avancer jusqu'à une distance considérable dans la haute atmosphère. Ces décharges avaient l'allure générale des éclairs ordinaires et avaient lieu simultanément avec des éclairs au sol. Boys fait remarquer que c'est la seule fois pendant ses nombreuses observations qu'il a vu un phénomène pareil.

Pendant l'été austral dernier j'ai vu à Johannesburg (Union Sud Africaine) un genre de décharge tout à fait différent. Le soir du 2 janvier 1937 il y avait un long banc de nuages à une distance de 100^{km} au Nord-Est. Ce banc était surmonté d'un cumulus énorme qui montrait une grande activité électrique. Les éclairs dans le nuage même étaient très fréquents et bien visibles tandis que les éclairs au sol étaient cachés par une colline. Pendant l'espace d'une heure et demie une longue et faible bande d'une lueur rougeâtre apparut une dizaine de fois en haut du nuage simultanément avec une faible illumination du nuage même. Je supposais que cette faible illumination était due à un éclair au sol derrière la colline.

Ces bandes fugaces s'étendaient jusqu'à une hauteur d'une cinquantaine de kilomètres mais ne semblaient pas arriver jusqu'au sommet du nuage. Leur largeur était de quelques centaines de mètres. Deux fois le phénomène se présenta comme un rideau auroral composé de cinq ou six de ces bandes.

Pour l'observation d'un tel phénomène les conditions de visibilité doivent être extrêmement favorables, conditions qui étaient remplies d'ailleurs. La nuit était sans lune, l'ouest du ciel était caché par des nuages pluvieux, la lumière éblouissante des éclairs au sol était coupée par la colline, et le ciel en haut du nuage était absolument clair.

Cette dernière condition est de la plus grande importance, autrement la lumière de l'éclair au sol, diffusée latéralement, serait trop intense : elle n'est d'ailleurs que rarement remplie.

---

(1) Boys, *Nature*, **118**, 1926, p. 749.

En Afrique du Sud on a constaté (²) que les nuages orageux ont presque toujours une polarité négative en bas et positive en haut. Quand un éclair jaillit entre le bas du nuage et le sol, la charge négative disparaît. La charge positive laissée en haut du nuage peut disparaître de l'une des manières suivantes :

1° par une décharge disruptive entre elle et les charges négatives des nuages environnants.

2° par la dissipation lente vers les régions de plus grande conductibilité électrique de la haute atmosphère.

3° par une décharge disruptive quelconque entre elle et l'ionosphère.

Le phénomène décrit ici est du troisième genre. On peut l'expliquer de la manière suivante : lors de la disparition de la charge négative, le champ électrique entre le sommet du nuage et l'ionosphère se trouve suffisamment accru pour qu'une décharge luminescente jaillisse à travers l'air raréfié de la haute atmosphère.

Les bandes étaient légèrement courbées avec la convexité vers l'Est. C'est bien ce qu'on attendrait si une charge positive se déplaçait en haut, ou, ce qui est plus probable, si une charge négative se déplaçait de l'ionosphère vers le sommet du nuage.

Malheureusement la luminescence était tellement faible qu'il fut impossible d'obtenir un enregistrement photographique. Il faut ajouter que ce phénomène a été vu indépendamment par un autre observateur.

Il se pourrait bien que le genre de décharge observé par Boys fût dû à une polarité renversée du nuage, c'est-à-dire négative en haut et positive en bas.

EMBRYOGÉNIE VÉGÉTALE. — *Embryogénie des Convolvulacées. Développement de l'embryon chez le* Convolvulus arvensis *L.* Note de M. **René Souèges**, présentée par M. Pierre-Augustin Dangeard.

Il n'est pas possible de déterminer exactement, chez le *Convolvulus arvensis*, les règles selon lesquelles s'édifie l'embryon. A partir du proembryon bicellulaire, comportant deux cellules superposées, les parois de segmentation se succèdent sans ordre défini et prennent les directions les plus variables.

(²) Schonland et Craib, *Proc. Roy. Soc.*, **114**, 1927, p. 229 et **118**, 1928, p. 233; Halliday, *ibid.*, 138, 1932, p. 207.

La diversité des formes s'accuse dès la tétrade qui se montre composée de deux cellules supérieures, séparées par une paroi généralement oblique, et de deux cellules inférieures, séparées soit par une paroi encore inclinée (*fig.* 2) soit par une cloison à peu près horizontale (*fig.* 1). Le proembryon



Fig. 1 à 31. — *Convolvulus arvensis* L. Quelques formes embryonnaires aux principales étapes du développement. *ca* et *cb*, cellule apicale et cellule basale du proembryon bicellulaire ou cellules qui en dérivent; *syn*, synergides en voie de résorption; *tp*, tube pollinique; 1-1, la première paroi de segmentation séparant la cellule basale de la cellule apicale; *de*, dermatogène. G = 260.

octocellulaire, engendré par bipartitions des quatre éléments de la tétrade offre les dispositions les plus variables (*fig.* 6 à 8); les quatre blastomères de la partie supérieure, représentant quatre quadrants, ont tendance à se grouper en tétraèdre régulier. Au delà du stade octocellulaire, la complexité des formes va sans cesse croissant; c'est en vain que, dans leur développement, on rechercherait une règle fixe présidant à la filiation cellulaire. En 9, 10, 11, 12, 13, 14, on distingue encore les quadrants, mais les quatre cellules inférieures se multiplient en tous sens et se confondent. Plus nombreuses, plus volumineuses et moins plasmatiques, elles mani-

festent ainsi des caractères différentiels qui permettent de partager le corps embryonnaire en deux régions : une région supérieure occupée par les micromères et une région inférieure, renflée, occupée par les macromères. Ces deux régions sont séparées, par un trait renforcé, dans les figures qui ont été reproduites; ces figures, d'ailleurs, en trop petit nombre, ne donnent qu'une idée très imparfaite de la diversité des formes observées.

Aux derniers stades de la vie proembryonnaire, une nouvelle différenciation extérieure se produit. Un étranglement apparaît séparant la région supérieure, destinée à donner l'embryon proprement dit, de la région inférieure appelée à constituer le suspenseur. Il semble que la partie médiane, rétrécie, tire origine d'éléments engendrés par la cellule basale du proembryon bicellulaire; c'est aux dépens de ces éléments que s'organiserait un peu plus tard la portion médiane de la coiffe. Les initiales de l'écorce de la racine seraient fournies par l'hypocotyle, autrement dit par des éléments descendant de la cellule apicale du proembryon bicellulaire. A cet égard, toutefois, rien de précis ne peut être établi. Les histogènes ne se différencient que très tard : le dermatogène apparaît seulement au terme de la vie proembryonnaire (*fig.* 29), le périblème et le plérome quand les deux cotylédons ont nettement commencé leur croissance.

En somme, l'embryon du *Convolvulus arvensis* se rattache à un type tout à fait irrégulier du développement. Il est comparable à ce point de vue à l'embryon de certaines espèces déjà examinées et appartenant aux genres *Datura*, *Lotus*, *Pimpinella* ([1]). Chez le *Convolvulus* toutefois, contrairement à ce qui se produit dans ces derniers exemples, aucune forme vraiment régulière n'apparaît permettant de se faire une idée de la marche de la segmentation et d'émettre des hypothèses quelque peu fondées sur les destinées des blastomères. J'ai déjà émis, quant à l'origine de ces types irréguliers, l'opinion qu'ils n'étaient sûrement pas déterminés par des causes accidentelles, mais, étant donné le caractère spécifique qu'ils revêtent, dus plutôt à des hybridations antérieures entre espèces élémentaires assez éloignées les unes des autres.

([1]) R. Souèges, *Bull. Soc. bot. Fr.*, 69, 1922, p. 352; 76, 1929, p. 527; 77, 1930, p. 494.

PHYSIOLOGIE. — *Recherches sur la consommation d'oxygène de quelques animaux aquatiques littoraux.* Note de M. **Marcel Gompel**, présentée par M. Portier.

Au cours d'un séjour au Laboratoire de la Faculté des Sciences à Roscoff, j'ai entrepris une étude sur la consommation d'oxygène de quelques animaux aquatiques littoraux, étude dont je donne ici les premiers résultats.

De nombreux auteurs ont déjà abordé ce problème, mais ils ont en général fait respirer un ou plusieurs animaux pendant une ou le plus souvent plusieurs heures, et dosé l'oxygène contenu dans l'eau au début et à la fin de l'expérience. Ils ont ainsi obtenu des valeurs moyennes de la consommation d'oxygène. Ces valeurs ont été le plus souvent ramenées à la consommation de 1^{kg} d'animal en une heure. Les résultats obtenus sont très disparates.

Ce mode opératoire généralement adopté semble masquer un phénomène qui me paraît important.

Si, comme je l'ai fait, on met l'animal à respirer pendant une heure dans un récipient contenant de l'eau de mer séparée de l'air extérieur par une couche d'huile de vaseline, et si l'on dose l'oxygène au début et à la fin de l'heure (par la méthode de M. Nicloux), et si alors remplaçant l'eau utilisée par de l'eau de mer fraîche, on fait à nouveau respirer l'animal pendant une heure et ainsi pendant la journée entière en dosant l'oxygène et en changeant l'eau chaque heure, on voit que la consommation d'oxygène par l'animal présente au cours de la journée de grandes variations, les valeurs trouvées pouvant varier du simple au double ou au triple, et même davantage.

D'autre part les valeurs obtenues semblent s'ordonner d'une façon tout à fait régulière. Elles passent par des maxima et des minima successifs. Le rythme des variations paraît être sensiblement parallèle au rythme des marées, les maxima correspondant à peu près aux heures des hautes mers, les minima à peu près aux heures des basses mers.

Ce rythme semble être très général, car je l'ai retrouvé chez des animaux appartenant aux groupes les plus divers : Cœlentérés (*Actina equina*); Echinodermes (*Paracentrotus lividus*); Vers (*Arenicola marina*); Mollusques (*Patella vulgata*, *Mytilus edulis*, *Haliotis tuberculata*); Crustacés (*Xantho floridus*); Poissons (*Rhombus maximus*, *Pleuronectus platessa*).

Voici d'ailleurs, à titre d'exemple, quelques-unes des valeurs de la consommation d'oxygène mesurées.

OXYGÈNE CONSOMMÉ EN MILLIGRAMMES PAR HEURE.

Actina equina (9g,5).

ures...	10-11.	11-12.	12-13.	13-14.	14-15.	15-16.	16-17.	17-18.	18-19.	19-20.	20-21.	21-22.	22-23.
....	0,35	0,35	0,30	0,27	0,23	0,35	0,23	0,23	0,23	0,21	0,28	0,28	0,32

Pleine mer $14^h 52^m$. Basse mer $21^h 17^m$.

Paracentrotus lividus.

ures...	7-8.	8-9.	9-10.	10-11.	11-12.	12-13.	13-14.	14-15.	15-16.	16-17.	17-18.	18-19.	19-20.
....	2,32	1,81	1,65	1,43	1,43	1,81	2,01	2,01	2,16	2,30	2,50	1,94	1,91

Pleine mer $7^h 10^m$ et $19^h 27^m$. Basse mer $13^h 12^m$.

Arenicola marina (18g).

ures...	10-11.	11-12.	12-13.	13-14.	14-15.	15-16.	16-17.	17-18.	18-19.	19-20.	20-21.	21-22.
....	0,63	0,69	0,77	0,83	0,75	0,74	0,68	—	0,61	0,53	0,70	0,87

Pleine mer $13^h 27^m$. Basse mer $20^h 4^m$.

Patella vulgata (0g,26).

ures...	9-10.	10-11.	11-12.	12-13.	13-14.	14-15.	15-16.	16-17.	17-18.	18-19.	19-20.
....	0,26	0,14	0,13	0,09	0,09	0,11	0,22	—	0,27	0,27	0,22

Pleine mer $7^h 12^m$ et $19^h 30^m$. Basse mer $13^h 14^m$.

Xantho floridus (26g,5).

ures...	7-8.	8-9.	9-10.	10-11.	11-12.	12-13.	13-14.	14-15.	15-16.	16-17.	17-18.	18-19.	19-20.	20-21.
....	2,17	1,65	1,65	1,75	1,68	1,39	1,58	1,62	1,62	1,62	1,43	1,72	2,11	1,91

Pleine mer $8^h 14^m$ et $20^h 29^m$. Basse mer $14^h 17^m$.

Pleuronectes platessa (11g).

ures..	9-10.	10-11.	11-12.	12-13.	13-14.	14-15.	15-16.	16-17.	17-18.	18-19.	19-20.	20-21.	21-22.	22-23.	23-24.	24-1.
....	0,81	1,42	1,41	1,47	1,29	1,03	1,03	1,09	1,11	0,95	0,93	1,15	1,89	1,89	1,89	1,10

Pleine mer $13^h 43^m$. Basse mer $8^h 48^m$ et $21^h 17^m$.

La plupart des animaux mis en expérience avaient été maintenus en aquarium pendant un certain temps, quelques-uns même fort longtemps (*Actina equina*, par exemple, trois semaines; *Arenicola marina*, quinze jours; *Pleuronectes* et *Rhombus*, une dizaine de jours, et même *Haliotis tuberculata*, plus de deux mois).

On voit donc que les animaux du littoral ont une consommation d'oxygène très variable suivant les heures de la journée; que ces variations suivent un rythme sensiblement parallèle à celui des marées, avec maxima aux environs de la haute mer et minima aux environs de la basse mer, rythme qui se conserve d'ailleurs fort longtemps en aquarium.

Faute d'avoir connu ce phénomène, les auteurs qui ont essayé de comparer l'intensité du métabolisme des animaux littoraux et d'étudier l'influence des divers facteurs sur ce métabolisme ont pu s'exposer à des erreurs considérables.

EMBRYOGÉNIE. — *Morphogénèse et induction épigénétique.* Note de M. **Paul Wintrebert**, présentée par M. Charles Pérez.

J'ai montré [1] que l'ontogénèse des Amphibiens présente quatre grandes périodes : 1° celle des *courants plasmiques*, contemporaine des deux stades spermastérien et dicentrique de la première mitose de segmentation; les courants mettent en place les matériaux ovulaires et localisent les centres initiateurs somatique et germinal dont l'activité assure l'unité et l'harmonie du développement; 2° celle de l'*induction mitogénétique*, née dans le centre initiateur somatique sus-équatorial dorsal, propagée vers le bas et les côtés dans les macromères vitellins; elle y détermine une accélération et une orientation des divisions cellulaires dont le champ pigmenté s'enroule autour des lèvres du blastopore et envahit plus loin la face ventrale; elle provoque ainsi la succession des mouvements morphogénétiques qui groupent, en temps et lieux déterminés, les éléments édificateurs de l'embryon; 3° celle de l'*induction organisatrice*, née dans le premier segment du champ mitogénétique enroulé autour de la lèvre dorsale du blastopore, et propagée de manière rayonnante et centrifuge à partir de la plaque préchordale, centre d'organisation; elle détermine progressivement tous les organes en se transformant à chaque palier de la détermination; 4° celle de l'*organisation du germen* faite d'inductions propres, tardive et comme surajoutée à la construction somatique.

Les préformistes ignorent les deux premières périodes. Ils nient l'épigénèse physiologique; mais ils en font sans le savoir et leurs dénégations manquent de fondement. Pasteels [2] connaît les rotations de fécondation et de blastulation (Vogt, Wintrebert); pourtant il n'en tient aucun compte pour l'appréciation des plans d'ébauches [(2), p. 636]. Il conteste l'existence d'une aire excentrique dorsale de divisions accélérées, mais il la figure [(2), p. 664, *fig.* 18]. Il admet qu'une marque équatoriale reste au-dessus de la lèvre

---

(1) Wintrebert, *Titres et travaux*, 2, 1935, p. 1, Paris.

(2) J. Pasteels, *Arch. de Biologie*, 57, 1936, p. 631-678.

dorsale [(2), p. 670]; mais il refuse de voir la marche descendante des divisions cellulaires, propagée sous elle par induction et lui préfère une *segmentation déterminée* par on ne sait quelle force mystérieuse et phylétique. Il n'accepte pas le champ d'induction mitogénétique blastuléen; mais il prouve son existence en obtenant sous un extraovat, qui barre le passage de l'induction, une bande blanche de cellules non induites (3). Dalcq ne l'accepte pas non plus et cependant, dans ses expériences de translocation (4), quand, après avoir tourné de 180° sur la face ventrale la partie haute colorée du centre initiateur, il obtient avec celle-ci la plaque médullaire de l'embryon secondaire, ce sont bien les macromères ventraux, incolores, induits en champ mitogénétique, qui s'invaginent et forment l'organisateur. Il conteste aussi que celui-ci soit la plaque préchordale, mais obtient (5) une larve sans chorde qui possède un cerveau.

L'erreur fondamentale des préformistes est d'anticiper sur les événements au lieu de se laisser guider par eux. Ils appellent *présomptifs* les territoires dorsaux de la blastula; mais, quand ils opèrent, ils les jugent à l'avance déterminés; ils parlent du territoire mésodermique organisateur comme d'une réalité et lui assignent une position de commande alors que sa place varie suivant le lieu de la lèvre dorsale et qu'on peut en particulier (6) chez le discoglosse remonter le blastopore de 80° sans cesser d'avoir un embryon.

Les préformistes vont encore plus loin; ils en viennent à renoncer à la notion d'organisateur et font de celui-ci un simple évocateur de capacités régionales prédestinées. Ils oublient l'expérience cruciale de Spemann et H. Mangold (1924) et l'ensemble imposant des résultats obtenus par greffe ventrale de la lèvre dorsale, où l'embryon s'organise avec des tissus de l'hôte nullement prédestinés à former des organes axiaux. Bien plus, ils confondent l'induction morte avec l'induction vivante, la forme banale de résistance obtenue en traitant chimiquement ou par la chaleur n'importe quel tissu animal avec l'induction élaborée sur place et transformée par son passage dans chaque organe déterminé. Ils savent pourtant que les somites n'induisent que la partie latérale du tube nerveux et non sa partie

---

(3) J. Pasteels, *Arch. de Biologie*, **43**, 1932, p. 536, fig. VIII, 1*a*, 1*b*; p. 155, fig. XXIII.

(4) A. Dalcq, *C. R. Soc. Biol.*, **123**, 1936, p. 316.

(5) A. Dalcq, *C. R. Soc. Biol.*, **114**, 1933, p. 162.

(6) P. Wintrebert, *Comptes rendus*, **196**, 1933, p. 1833.

médiane, induite uniquement par la chorde [Holtfreter, ([7])]. Spemann lui-même accorde au *système de réaction* cellulaire une part si grande ([8]) que la notion d'organisateur devient pour lui problématique. L'épigénèse physiologique garde intacte cette notion; mais, à côté de la propagation et de la transformation de l'induction organisatrice, elle admet qu'il existe dans l'espace et le temps une série parallèle d'étapes de réceptivité et de réactivité des tissus induits, devenant à leur tour inducteurs (Spemann, 1912-1921; O. Mangold, 1928-1933; Holfreter, 1934); ces changements soulignent encore le caractère successif et transitoire des fonctions de l'ontogénèse.

La plus grande confusion règne donc aujourd'hui parmi les partisans de la préformation et l'analyse attentive de leurs travaux mène droit à l'épigénèse, seul mode réel du développement.

PARASITOLOGIE. — *L'infection des cultures en mycothèque par le* Rhizoglyphus echinopus *Fum. et Rob., parasite de la pomme de terre.* Note ([1]) de MM. **Auguste et René Sartory et Jacques Meyer.**

Depuis quelques années, nous observons, à des intervalles plus ou moins réguliers, des infections de nos cultures sur milieu de pomme de terre ([2]). On a tout d'abord pensé à une défectuosité de notre technique de stérilisation des milieux vierges : nous avons alors augmenté la durée du séjour à l'autoclave, remplacé le coton cardé par du coton hydrophile; aucune amélioration n'a pu être constatée. Des milieux vierges disposés à l'étuve à des températures variant entre $+22^\circ$ et $+27^\circ$ ont montré, aux périodes d'infection des milieux ensemencés, la poussée luxuriante de l'*Acrostalagmus cinnabarinus* Corda.

Des recherches plus minutieuses ont décelé sur les pommes de terre infectées un petit Acarien : deux séries d'expériences rigoureuses nous permettent de l'incriminer au sujet des infections constatées.

([7]) *Arch. Entwmech.*, 127, 1933, p. 619.

([8]) *Experimentelle Beiträge zu einer Theorie der Entwicklung*, Berlin, 1936, p. 276.

([1]) Séance du 26 juillet 1937.

([2]) M. Lutz nous avait signalé, il y a quelques années, un cas semblable qu'il avait observé dans la mycothèque de la Faculté de Pharmacie de Paris.

Tout d'abord dans des tubes de Roux nous avons disposé de l'eau (dans le réservoir inférieur), puis des pommes de terre; ces tubes ont été étranglés au tiers supérieur; la partie la plus étroite a été bouchée fortement au coton; au-dessus de cette région le verre a la forme d'une sorte d'entonnoir. Les tubes ainsi modifiés ont été soumis à la stérilisation à l'autoclave; après refroidissement nous avons introduit dans la partie libre de l'entonnoir quelques Acariens; l'extrémité du tube est ensuite bouchée au coton, puis le tout est abandonné à l'étuve (+22°). Quatre jours après, les pommes de terre se recouvrent d'une végétation due à l'*Acrostalagmus cinnabarinus*. Il n'est donc pas douteux que les Acariens porteurs de germes ont traversé le coton et ont ensemencé les pommes de terre vierges.

D'autre part nous avons porté des Acariens sur des pommes de terre entières, lavées préalablement et séchées au buvard. Ces tubercules ont été abandonnés à l'abri de la lumière; au bout de 8 jours on peut observer le début de la croissance de l'*Acrostalagmus;* nous avons donc affaire à un Acarien susceptible de parasiter la pomme de terre. Nous donnons ci-dessous sa description :

Il s'agit d'un petit Acarien mesurant de $0^{mm},2$ à $0^{mm},8$, incolore, muni de 4 paires de pattes : celles-ci ont 5 articles; elles sont armées de griffes terminales et d'un assez long poil. Les pattes mâchoires ont 3 articles et les chélicères ont la forme de pinces et sont munis de crochets en scie. Nous n'avons constaté ni yeux, ni trachée, ni stigmates, ni ventouses terminales. Le corps est caractérisé par un sillon très net entre le céphalo-thorax et l'abdomen; entre les deuxième et troisième paires de pattes, présence d'un sillon moins marqué. Le corps entier est muni de poils simples assez abondants. L'abdomen est largement arrondi en arrière et l'animal est environ deux fois plus long que large. A l'extrémité de l'abdomen on constate deux paires de soies sensiblement de même longueur que les pattes postérieures. Chez le mâle, les pattes antérieures sont normales, non hypertrophiées et démunies d'éperon. Ces caractères nous permettent d'identifier cet Acarien à *Rhizoglyphus echinopus* Fum. et Rob. Il a déjà été observé sur des racines et surtout sur des bulbes et tubercules (Jacinthe, Tulipe, Pomme de terre).

Cet Acarien est lui-même parasité par l'*Acrostalagmus* et nos constatations microscopiques nous ont prouvé qu'il ne peut pas digérer les spores qu'il ingère; celles-ci se fixent à la partie postérieure du tube digestif et y forment des boules sporifères englobées de matière mucilagineuse. Ces amas sont en partie évacués avec les excréments, mais certaines spores commencent à germer à travers la couche mucilagineuse et les filaments

envahissent plus tard tout l'intérieur de l'Acarien. Toutefois celui-ci peut vivre très longtemps : nous avons observé des Acariens vivants chez lesquels l'abdomen et la partie postérieure du céphalothorax étaient complètement farcis de têtes sporifères; chez certains les filaments mycéliens avaient même envahi les téguments externes.

L'*Acrostalagmus cinnabarinus* semble donc être un Endoparasite du *Rhizoglyphus echinopus;* l'acarien, capable de traverser les bouchons de coton, constitue un véritable porteur de germes et il infecte les milieux de pomme de terre au moyen des spores du champignon. C'est un véritable danger pour les mycothèques; d'autre part il cause certainement, par son action propre et comme agent d'infection, des dégâts appréciables dans les réserves de pomme de terre.

PATHOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Carence alimentaire chronique* (*avitaminose C partielle*). *Processus réversibles et processus irréversibles*. Note [1] de MM. **Georges Mouriquand** et **Henry Tête**, présentée par M. Charles Achard.

Nous avons montré qu'au cours du scorbut expérimental aigu (avitaminose C totale) on pouvait distinguer deux phases essentielles en ce qui concerne l'action de l'acide ascorbique : une phase réversible et une phase irréversible. La première est caractérisée par des lésions typiques de scorbut (entre le 12e et 25e jour environ) qui cèdent rapidement à l'emploi des jus frais et mieux encore à l'emploi de l'acide ascorbique à doses convenables (25^{mg}). A partir du 25e jour environ s'installe le plus souvent une diarrhée avec amaigrissement rapide; l'introduction d'acide ascorbique dans la ration arrête la diarrhée, fait régresser les lésions hémorragiques, mais empêche rarement la cachexie progressive et la mort (athrepsie) : c'est la *phase irréversible* [2].

D'autre part, nous avons établi dès 1921 (avec Paul Michel) et récemment encore [3] qu'il était possible d'obtenir, grâce à un régime d'avitaminose C partielle (0^{mg},5 ou 1^{mg} d'acide ascorbique ou 3$^{cm^3}$ de jus de citron fraîchement préparé ou fraîchement stérilisé ou conservé sous azote), un

(1) Séance du 26 octobre 1937.

(2) G. Mouriquand, *Presse médicale*, **44**, n° 80, 3 octobre 1936, p. 489.

(3) *Bulletin de l'Académie de Médecine*, **117**, n° 20, avril 1937, p. 447.

syndrome de *carence eutrophique*. Les animaux soumis à ce régime conservent pendant 100 jours et plus une nutrition apparemment normale et une croissance physiologique, mais leur examen attentif montre vers le 40e jour environ l'apparition fréquente de grosses tuméfactions fémorales dues aux hémorragies musculaires (souvent avec œdème) relevant de la carence partielle. Ces tuméfactions sont en général d'autant plus importantes que l'eutrophie générale est plus marquée. Si l'on suit à partir de ce moment les cobayes tant au point de vue clinique que radiographique, on s'aperçoit que les lésions hémorragiques (qu'on augmente ou non la dose d'acide ascorbique) ont une tendance naturelle à la régression qui se fait dans la plupart des cas en l'espace de 20 ou 30 jours. Au bout de ce temps le sacrifice de l'animal montre la disparition des grosses hémorragies et de l'œdème des régions fémorales; il s'agit donc là d'un processus de carence qui est non seulement réversible par les fortes doses d'acide ascorbique, mais également réversible sans l'adjonction de ces doses.

Pendant cette période d'autoguérison des lésions hémorragiques du scorbut, la radiographie révèle généralement à partir du 60e jour (parfois plus tôt, parfois plus tard), l'apparition de lésions osseuses que nous avons ailleurs décrites ([4]). Ces lésions se caractérisent soit par des altérations ostéo-musculaires pouvant entraîner un véritable *syndrome de rhumatisme chronique* ([5]), soit sous forme d'épaississements périostiques ou sous-périostiques, soit enfin d'ostéophytes et de périostéoses. Ces lésions osseuses ou périosseuses n'ont montré dans nos cas aucune tendance à la régression spontanée; de plus, l'adjonction de fortes doses d'acide ascorbique à la ration (carencée) pendant plusieurs mois ne provoque pas la régression de ces lésions osseuses ou périosseuses. Celles-ci s'opposent donc aux lésions hémorragiques ou œdémateuses primitives spontanément réversibles et doivent être considérées comme irréversibles ou tout au moins faiblement réversibles.

Ces faits méritent d'être retenus non seulement par la biologie, mais par la clinique elle-même. Ils indiquent qu'une carence partielle en vitamine C est capable de provoquer deux types de processus, l'un, subaigu réversible grâce à l'action de l'acide ascorbique et même en absence de cette action (autoguérison), l'autre, irréversible ne cédant pas aux doses fortes et prolongées d'acide ascorbique. Le rôle de l'avitaminose C partielle dans l'ins-

---

([4]) *Presse médicale*, 45, n° 81, 9 octobre 1937, p. 1419.

([5]) *Comptes rendus*, 204, 1937, p. 921.

tallation du processus réversible peut être facilement précisé en raison de l'action curative rapide de la vitamine C. Mais l'origine des processus osseux ou périosseux irréversibles peut être impossible à démontrer (après disparition des processus réversibles) en raison de leur résistance complète à l'action de la vitamine C.

Passé un certain *cap* dystrophique, les lésions semblent avoir perdu toute *spécificité*, et dans l'avitaminose C chronique, comme dans l'avitaminose C aiguë, échapper à toute médication spécifique.

La séance est levée à 15h45m.

E. P.